

УНИВЕРЗИТЕТ ОДБРАНЕ У БЕОГРАДУ
ВОЈНА АКАДЕМИЈА

мр Јовица Богданов, дипл. инж.

ПРИЛОГ ИСТРАЖИВАЊУ ПРОЦЕСА
ДЕТОНАЦИЈЕ СФЕРИЧНИХ БАРУТА

докторска дисертација

Београд, 2016. године

1. УВОД

Убојна средства могу се дефинисати као свако материјално средство, које у себи садржи најмање једну експлозивну материју. Пошто се за војне потребе планира употреба велике количине убојних средстава, а динамика потрошње убојних средстава током борбених дејстава изузетно велика и по правилу превазилази динамику и могућности набавке истих, у свим оружаним снагама се стварају велике количине ратних материјалних резерви убојних средстава.

Основна особина експлозивних материја је способност спонтаног одвијања неког од експлозивних процеса. Један од механизма експлозивних процеса је и процес детонације, који се карактерише врло брзим ослобађањем велике количине енергије и дејством по околини. Услед детонације и дејства долази до разарања и рушења предмета у околини, што је и један од предмета истраживања у области пиротехничке безбедности ускладиштених убојних средстава. Један од главних проблема у области истраживања пиротехничке безбедности је одређивање количине експлозивних материја, које учествују у процесу детонације. Нарочито је тај проблем изражен у погледу погонских експлозивних материја, односно барута и ракетних горива.

Истраживање процеса детонације погонских експлозивних материја је у потпуности оправдано. Најважнији проблеми који су до сада мало истраживани:

- детонација барутних пуњења и ракетних горива у појединачним убојним средствима;
- дејство експлозије пуњења са погонским експлозивним материјама, које директно утиче на пренос детонације између експлозивних и погонских пуњења у убојним средствима, између појединачних убојних средстава у средствима паковања и између средстава паковања, стокираних убојних средстава, магацина итд.

Примена прописа о складиштењу убојних средстава на основу препорука Уједињених нација довело је до тога, да је ефективна количина експлозива непрецизно одређена, због непотпуног познавања детонационих особина погонских експлозивних материја. То директно ствара потешкоће у процесу складиштења убојних средстава, као што су: безбедносне даљине нису правилно одређене, незадовољавајући степен искоришћења складишног простора и процењена пиротехничка безбедност не одговара стварном стању.

Према досадашњим резултатима истраживања детонације погонских експлозивних материја, даља истраживања би могла довести до резултата, који објашњавају особине процеса детонације уопште. Истраживањем утицаја величине и облика барутног зрна, густине, димензија и облика пуњења детонационе особине. Објашњавање осталих уочених специфичности као што су: различите идеалне брзине детонације за баруте истих хемијских састава и истих густина, различито достизање идеалних брзина детонације итд., је такође битно. Реализацијом дисертације, поготово њеног експерименталног дела, добиће се резултати, који ће поред практичног значаја допринети и усавршавању теорије детонације уопште.

1.1. Проблем истраживања

Погонске експлозивне материје могу заузимати значајан удео укупне масе убојног средства. У случају највеће количине артиљеријске муниције и ракета, погонске експлозивне материје учествују са преко 50% укупне масе експлозивних материја у једном убојном средству. Током правилног функционисања убојних средстава сагоревањем погонских експлозивних материја остварује се погон пројектила, али у одређеним условима се могу разложити према механизму детонације.

Процес детонације погонских експлозивних материја до сада је мало истражен. У доступној литератури има мало података из ове области, нарочито са становишта детаљнијег објашњења процеса и специфичности у односу на детонацију бризантних експлозивних материја. У досадашњим истраживањима утврђено је постојање одређених разлика процеса детонације бризантних и погонских експлозивних материја. Поред тога, у доступној литератури је врло мало истраживана могућност прорачуна параметара детонације погонских експлозивних материја. До сада су истраживања из ове области усмеравана првенствено у погледу нумеричког моделовања и симулација детонације бризантних експлозивних материја, док остале врсте експлозивних материја нису значајније разматране.

1.2. Предмет истраживања

Предмет истраживања је одређивање детонационих особина сферичних барута. Сферични барути су по свом хемијском саставу врста колоидних барута, који се највише користе за погон пројектила код савремених убојних средстава. Сферични барути су изабрани за истраживање због свог сферичног или елипсоидног облика. Такав облик је нарочито погодан за описивање у циљу нумеричког моделовања. Поред

тога, технологија производње сферичних барута омогућава промене хемијског састава, димензија и облика барутних зрна.

1.3. Основне хипотезе и циљ истраживања

Циљ истраживања је одређивање битних детонационих особина сферичних барута, као и њихове специфичности у односу на остале експлозивне материје. Део истраживања усмерен је на израду и примену одговарајућих метода прорачуна. Резултати истраживања имају примену у погледу детаљнијег објашњења теорије детонације, нарочито нестационарних режима детонације. Поред тога, на основу тих резултата могућа је примена и у другим подручјима примене експлозивних материја: развој и производња убојних средстава и експлозивних материја, дејство експлозије, пиротехничка безбедност, управљање ризицима током располагања убојним средствима и др. Добијеним резултатима истраживања може се вршити процена понашања конкретних погонских пуњења у убојним средствима у случају масовних експлозија ускладиштених убојних средстава.

Основне хипотезе су:

- погонске експлозивне материје, на основу својих детонационих особина и дејства експлозије, могу се условно сврстати у групу бризантних експлозивних материја;
- врло важни утицајни фактори на процес детонације сферичних барута су: хемијски састав, облик и димензије барутних зрна, као и димензије и густина пуњења;
- процес детонације сферичних барута има особине нестационарности режима детонације, где је уочена појава одступања од теорије идеалне детонације;
- параметре детонације сферичних барута могуће је израчунати помоћу одговарајућих полуемпиријских модела, заснованих на основама теорије детонације и моделовања процеса детонације бризантних експлозивних материја.

1.4. Начини и методе истраживања

Основу за истраживање представљају истраживања процеса детонације. Главне полазне основе представљају истраживања процеса детонације погонских експлозивних материја, која су спроведена у нашој земљи током последње деценије.

План истраживања израђен је на основу:

- основних радних хипотеза истраживања;
- расположиве мерне опреме у Министарству одбране РС и Републици Србији;
- расположивих технологија израде сферичних барута у предузећима одбрамбене индустрије Републике Србије;
- потребне поузданости података добијених анализом експерименталних резултата.

Основе методе, примењене током истраживања, су посматрање, експеримент, моделовање, као и синтеза и анализа добијених резултата истраживања. Наведеним методама одређене су детонационе особине различитих пуњења, лаборисаних сферичним барутима различитог физичко-хемијског састава.

Метода посматрања омогућава да се из реалног система прикупи довољан број података, који се користе као улазни подаци за истраживања на моделима ради доношења закључака о систему којег модел репрезентује. Метода експеримента представља кључни критеријум провере истинитости теорија и хипотеза истраживања. У току истраживања извршено је експериментално одређивање детонационих особина сферичних барута. Моделовање је системски истраживачки поступак, помоћу којег се изграђује модел, способан да успешно репрезентује одређене особине реалног предмета истраживања. Наведена метода је погодна за процену и предвиђање понашања одговарајућих система у другим условима. Израда и примена метода прорачуна реализована је на основу досадашњих истраживања код нас и расположивих ресурса. Синтеза добијених експерименталних резултата спроведена је одговарајућим математичким методама, уз употребу расположивих рачунарских програма за регресиону анализу.

Основни подаци о детонационим особинама експлозивних материја прикупљени су из оригиналних научних и стручних радова објављених у домаћим и страним часописима. У раду је примењена метода компарације између детонационих параметара за сферичне баруте, добијених експериментално и помоћу метода прорачуна.

1.5. Структура

Рад, поред уводних разматрања, садржи следећа поглавља: Теоријска разматрања детонације, Експериментална истраживања, Прорачун параметара детонације, Анализа резултата истраживања и Закључци. На крају налазе се спискови литературе, коришћених скраћеница, слика и табела у раду.

У оквиру рада, реализована су следећа експериментална истраживања:

- одређивање брзине детонације на различитим одстојањима од места иницирања, у циљу истраживања развоја процеса детонације кроз експлозивна пуњења од сферичних барута;
- одређивање зависности брзине детонације сферичних барута од пречника пуњења ($D-d$) и критичног пречника (d_{kr}), где су коришћена пуњења клинастог и цилиндричног облика;
- одређивање зависности брзине детонације сферичних барута од почетне густине пуњења ($D-\rho_0$);
- мерење облика (закривљености) детонационог таласа у пуњењима са сферичним барутима;
- мерење параметара ударног таласа у ваздуху, насталог услед детонације пуњења са сферичним барутима, на одређеном растојању од места експлозије.

За разматране сферичне баруте извршен је прорачун параметара детонације према развијеној полуемпиријској методи. Наведени резултати прорачуна употребљени су у даљој анализи резултата у функцији брзине детонације пуњења бесконачног пречника (D_∞).

Анализа резултата у дисертацији спроведена је према следећем:

- одређивање зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања, одн. добијање приближних вредности граничних одстојања, након којих је брзина детонације константна (L_{gr});
- одређивање математичког облика зависности брзине детонације сферичних барута од пречника пуњења $D(d)$, одн. одређивање параметара наведене зависности: критични пречник пуњења (d_{kr}) и ширине зоне хемијских реакција (a);
- одређивање математичког облика зависности брзине детонације сферичних барута од почетне густине пуњења, $D(\rho_0)$;

- одређивање еквивалента тротила (k_{TNT}) за све разматране сферичне баруте и математичког облика зависности натпритиска (p_{max}^+) и импулса I ударног таласа у ваздуху од хемијског састава (садржаја нитроглицерина P_{NG}) и почетне густине пуњења (ρ_0);
- одређивање математичке зависности брзине детонације од хемијског састава и пречника пуњења са сферичним барутима, $D=f(\rho_0, d)$.

На основу добијених експерименталних података, резултата њихове математичке анализе и литературних података, индуктивним методом изведени су општи закључци о детонационим особинама сферичних барута.

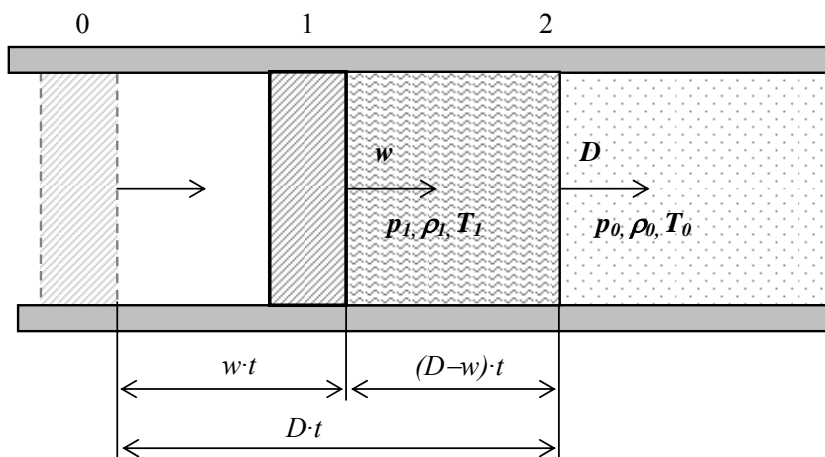
2. ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА ПРОЦЕСА ДЕТОНАЦИЈЕ ЕКСПЛОЗИВНИХ ПУЊЕЊА

2.1. Основи теорије детонације

2.1.1. Хидродинамичка теорија детонационог таласа

У складу са савременим теоријама, детонација је хидродинамички и хемијски процес. На слици 2.1.1 је шематски приказан процес детонације гасовите експлозивне материје (ЕМ) у цеви, изложене дејству ударног таласа (УТ). Детонације је процес простирања УТ кроз ЕМ, подржан енергијом, ослобођеном из зоне интензивних хемијских реакција (ЗХР). Поред тога, хемијске реакције одвијају се непосредно иза УТ и најчешће су последица проласка УТ. Параметри, којима се може успешно квантитативно описати процес детонације су [ФВ 2002]:

- брзина детонације, која је брзина простирања ДТ кроз ЕМ, $D (m \cdot s^{-1})$,
- масена брзина продуката детонације $w (m \cdot s^{-1})$, која представља брзину кретања средине иза ударног таласа,
- притисак детонације, $p (Pa, bar)$,
- температура у току процеса, $T (K)$ и
- густина материје, $\rho (kg \cdot m^{-3})$.



Слика 2.1.1. Шематски приказ ударне цеви

Наведене величине могу се повезати у складу са законима о очувању масе, импулса и енергије, као и једначина стања средине. На погодан начин могу се извести

релације за прорачун параметара УТ. Закон очувања масе се може изразити општом једначином:

$$m_0 = m_1 \quad (2.1.1)$$

где су m_0 и m_1 маса гаса пре и после кретања клипа. Маса гаса m_0 пре почетка кретања клипа биће $\rho_o D \cdot S \cdot t$, а маса гаса m_1 након сабијања биће $\rho_l \cdot (D - w) \cdot S \cdot t$. Изједначавањем ових величина за јединични пресек добија се:

$$\rho_o \cdot D \cdot t = \rho_l (D - w)t \quad (2.1.2)$$

На основу закона очувања импулса (други Њутнов закон), импулс силе и количине кретања су:

$$F \cdot t = m \cdot w \quad (2.1.3)$$

У овом случају, сила је једнака $(p_l - p_o) \cdot S$, а маса гаса $\rho_o D \cdot S \cdot t$, тако да закон о очувању импулса код сабијања гаса има следећи облик:

$$\rho_o \cdot D \cdot w = p_l - p_o \quad (2.1.4)$$

Према закону очувања енергије прираст енергије гаса који се сабија једнак је раду спољних сила које делују на клип за време t . Прираст енергије гаса једнак је суми прираста унутрашње и кинетичке енергије гаса, а рад спољних сила троши се на рад утрошен на сабијање гаса:

$$m_0 (U_1 - U_0) + m_0 \frac{w^2}{2} = p_l \cdot S \cdot w \cdot t \quad (2.1.5)$$

За $m_0 = \rho_o D \cdot S \cdot t$ добија се:

$$\rho_o \cdot D (U_1 - U_0 + \frac{w^2}{2}) = p_l \cdot w \quad (2.1.6)$$

Из једначине закона о очувању масе, уз супституцију густине специфичном запремином ($\rho = l/v$), могу се добити следећи изрази:

$$D = w \frac{v_0}{v_0 - v_1} \quad (2.1.7)$$

$$w = D \frac{v_0 - v_1}{v_0} \quad (2.1.8)$$

На исти начин се из једначине закона о очувању количине кретања може добити:

$$p_1 - p_0 = \frac{D \cdot w}{v_0} \quad (2.1.9)$$

Уврштавањем израза за w и D у претходни израз, добијају се следеће једначине:

$$D^2 = v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} \quad (2.1.10)$$

$$w^2 = (p_1 - p_0)(v_0 - v_1) \quad (2.1.11)$$

Ако се горњи изрази за w или D уврсте у једначину закона очувања енергије, добиће се:

$$U_1 - U_0 = \frac{1}{2}(p_1 + p_0)(v_0 - v_1) \quad (2.1.12)$$

Ова једначина је позната као Игонијева адијабата (фран. *Hugoniot*) или Ренкин–Игонијева (енг. *Renkine*) једначина. Она прелази у једначину обичне адијабате (изентропе):

$$dU = -p \cdot dv \quad (2.1.13)$$

Ако су степен компресије и прираст притиска у ударном таласу занемарљиво мали, као што је случај код идеалног гаса, претходни израз прелази у облик Пуасонове адијабате, за коју је $p \cdot v^\gamma = \text{const.}$ (фран. *Poisson*).

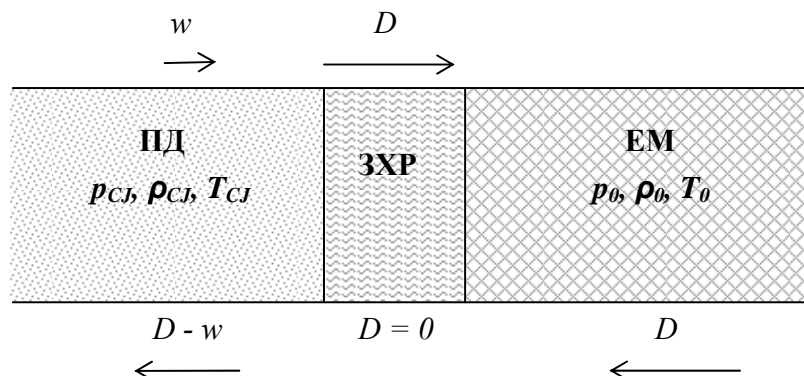
Код малих изентропских промена стања система, брзина простирања процеса зависи само од особина материје и не зависи од амплитуде поремећаја. Такав случај је код звучних таласа. Међутим, ударни таласи значајно зависе и од интензитета поремећаја, тачније брзина простирања ударног таласа значајно зависи од притиска у фронту УТ.

Сагласно хидродинамичкој теорији простирање ДТ у вези је са постојањем и кретањем УТ у ЕМ. Амплитуда притиска у УТ већа од неке граничне вредности доводи до побуђивања интензивних хемијских реакција у ЕМ иза фронта УТ. Енергија, ослобођена из реакција, подржава УТ. Услед тога долази до стабилизације процеса и постиже се стационаран карактер процеса [Јохансон-Персон 1970, Јеремић 2002, ФВ

2002]. Кретање обичног УТ чини кретање скока притиска средине и премештање саме средине. Детонациони талас (слика 2.1.2) има сложенију структуру, где долази до кретања фронта УТ, зоне хемијских реакција (ЗХР) и продуката хемијских реакција, одн. продуката детонације (ПД). Раван која дели ЗХР од зоне ПД се назива Чепман-Жуге или ЦЈ-раван (енг. *Chapman*, фран. *Jouget*). Параметри те равни се називају параметри детонације, параметри ДТ или параметри система у ЦЈ-стању. Са предње стране ДТ налази се раван, која представља фронт ДТ и која дели почетну ЕМ од ЗХР. Модел идеалне детонације полази од следећих претпоставки [4]:

- струјање продуката детонације је једнодимензионо;
- фронт ДТ је раван (бесконачни је пречник експлозивне материје кроз коју се креће ДТ);
- брзина хемијских реакција у зони хемијских реакција је бесконачна, односно реакције се завршавају тренутно;
- ДТ се креће константном брзином (стационарна детонација);
- брзина детонације не зависи од спољних услова, већ само од природе и густине експлозивне материје;
- цео процес је адијабатски.

На слици 2.1.2. шематски је приказан процес детонације, где је координатни систем везан за фронт ДТ, тако да је релативна брзина кретања ЗХР једнака нули.



Слика 2.1.2. Шематски приказ стања у току процеса детонације

Процес детонације започиње сабијањем слоја ЕМ помоћу УТ, чиме се побуђују хемијске реакције у том слоју. Услед хемијских реакција, долази до ослобађања топлотне енергије. Један део те енергије замењује губитке енергије због сабијања ЕМ помоћу УТ. У погодним условима успоставља се стационарно стање, које

карактеришу константне вредности параметара ДТ. На пример, након успостављања стационарног режима, у ЗХР не долази до промене амплитуде притиска услед кретања ДТ кроз материју. Након ЦЈ-стања налази се нестационарна област течења ПД (тзв. област таласа разређења).

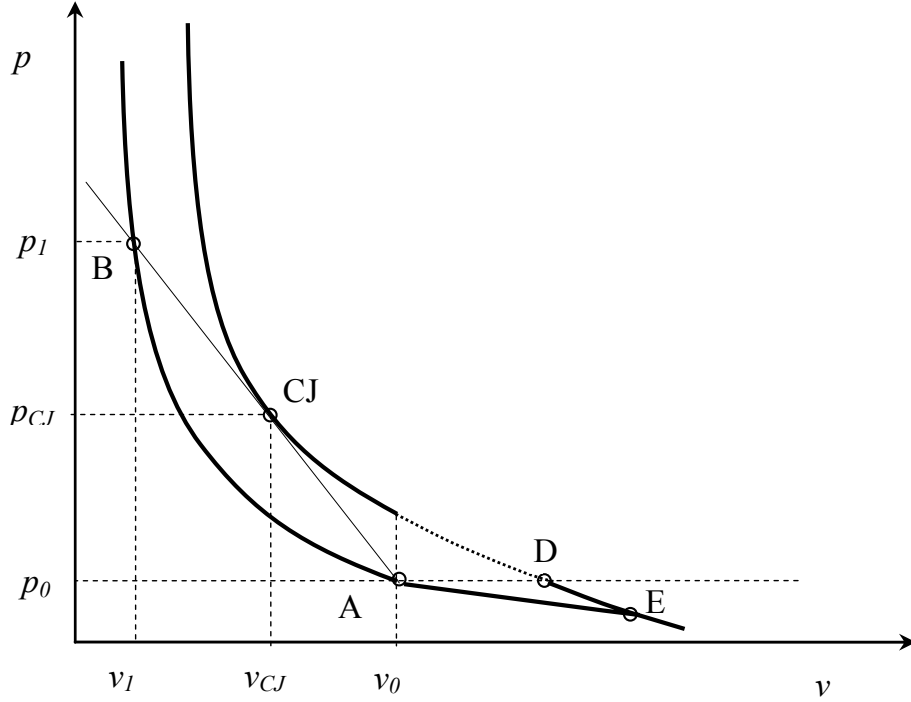
За одређивање параметара ДТ могу се користити основне једначине из теорије ударних таласа, са следећим ознакама параметара:

- D – брзина детонације, која је једнака брзини кретања ЗХР,
- w – брзина продуката детонације иза фронта ДТ,
- $p_{CJ}, \rho_{CJ}, T_{CJ}$ – параметри стања у ЦЈ-стању (иза ЗХР),
- p_o, ρ_o, T_o – параметри стања испред ЗХР, почетно стање ЕМ,
- U_{CJ} – унутрашња енергија продуката детонације иза ЗХР,
- U_o – унутрашња енергија полазне материје и
- Q_v – унутрашња енергија, одн. топлота експлозивног разлагања.

Према савременој Зељдович – Фон Нојман – Деринговој теорији детонације (Зељдович, *Von Neumann, Döering*; ЗНД), довољно је познавање почетног стања ЕМ и крајњег стања ПД, одн. детаљно познавање стања у ЗХР није потребно.

На слици 2.1.3 приказане су Игонијеве криве (ударне адијабате) за ударни талас, који врши сабијање експлозивне материје од почетног стања $A(p_o, v_o)$ до стања које одговара тачки $B(p_l, v_l)$, и за детонациони талас за коначне продукте реакције, који поседују повишен садржај енергије, одн. налази се изнад ударне адијабате ударног таласа који је сабио полазну експлозивну материју. С обзиром на то да је реч о снажним ударним таласима, прелаз из стања $A(p_o, v_o)$ на ударној адијабати у стање $B(p_l, v_l)$ врши се скоковито, прескакањем свих међустања од тачке A до тачке B . То значи да геометријско место тачака на ударној адијабати представља сва могућа стања средине услед сабијања ударним таласима различитих јачина од почетног према коначном стању. Тачка B на слици 2.1.3 одговара челу детонационог таласа. Сразмерно одвијању хемијских реакција и ослобађању топлоте, стање система се постепено помера по правој $B-CJ-A$. Промена стања при прелазу са адијабате експлозивне материје на адијабату продуката детонације није произвољна, већ је строго одређена. Под условом да је процес детонације стационаран (константна брзина детонације), тај прелаз се мора вршити по правој $B-CJ-A$. Само се на тој правој сва прелазна стања крећу истом

брзином D , као и чело (предња страна фронта) детонационог таласа, чиме је задовољен основни услов стационарности процеса детонације. У супротном, чело ДТ кретало би се једном брзином, а ЗХР другом, што би довело до нестабилности процеса и његовог коначног гашења [Јеремић 2002].



Слика 2.1.3. Игонијева адијабата за експлозивну материју и продукте детонације

Почетна разматрања заснивају се на једначинама параметара УТ, где даље важе сви основни принципи очувања:

$$w_{CJ} = (v_0 - v_{CJ}) \cdot \sqrt{\frac{p_{CJ} - p_0}{v_0 - v_{CJ}}} \quad (2.1.14)$$

$$D = v_0 \cdot \sqrt{\frac{p_{CJ} - p_0}{v_0 - v_{CJ}}} \quad (2.1.15)$$

где су v специфична запремина и p притисак система. У случају детонације је $D = const.$, што уз истовремене промене p и v даје следећи израз за Рејли-Михељсонову праву, која пролази кроз тачку $A(p_0, v_0)$:

$$p = p_0 + \frac{v_0 - v_{CJ}}{v_0^2} \cdot D^2 \quad (2.1.16)$$

У изразу 2.1.16 нагиб праве у односу на ординату $p(v)$ дијаграма одређен је D^2 (слика 1.2). Тачка $B(p_I, v_I)$ представља стање у челу ДТ. Прелаз стања система из $B(p_I, v_I)$ у $A(p_0, v_0)$ врши се по Рејли-Михелсоновој правој $B-CJ-A$, сразмерно одвијању хемијских реакција и ослобађању топлоте.

Тачка $CJ(p_{CJ}, v_{CJ})$ представља стање система када се завршава одвијање свих хемијских реакција, чиме престаје ослобађање топлоте. Параметри снажног ДТ, где је $p_{CJ} \gg p_0$, у CJ -стању зависе од параметара полазне ЕМ преко закона о очувању масе, количине кретања и енергије. Ако се занемари вредност p_0 , за детонацију кондензованих ЕМ важе следеће једнакости [Јохансон-Персон 1970, Јеремић 2002]:

$$U_{CJ} - U_0 = \frac{1}{2} p_{CJ} (v_0 - v_{CJ}) + Q_V \quad (2.1.17)$$

$$\rho_0 \cdot D = \rho_{CJ} (D - w_{CJ}) \quad (2.1.18)$$

$$p_{CJ} = \rho_0 \cdot D \cdot w_{CJ} \quad (2.1.19)$$

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{CJ} = \frac{p_{CJ}}{v_0 - v_{CJ}} = \gamma \frac{p_{CJ}}{v_{CJ}} \quad (2.1.20)$$

$$p_{CJ} = f(\rho_{CJ}, T_{CJ}) \quad (2.1.21)$$

Израз 2.1.17 једначина Игонијеве ударне адијабате и изражава услов енергетске равнотеже у систему. Израз 2.1.21 представља општи израз за једначину стања (ЈС) продуката детонације. Понашање ПД при детонацији значајно одступа од понашања идеалног гаса. Главни разлог томе је изузетно висок притисак у систему. Тачније речено, једначина идеалног гаса или Ван дер Валсова једначина реалних гасова могу се користити за случај детонације кондензованих ЕМ малих почетних густина (највише до 500 kg/m^3) [ФВ 2002]. Међутим, почетне густине кондензованих ЕМ се крећу и до 2000 kg/m^3 , због чега је одређивање погодне ЈС нарочито значајан и сложен задатак.

Често се у прорачунима детонационих параметара користи следећи израз, изведен из 2.1.19 услед увођења релације $w_{CJ} = D/(\gamma + 1)$:

$$p_{CJ} = \rho_0 \cdot D \cdot w_{CJ} \quad (2.1.22)$$

Стање продуката детонације у ЦЈ-стању, одн. непосредно након завршетка хемијских реакција, суштински се разликује од стања неразложене ЕМ, сабијене по ударној адијабати до тачке B . Закључује се да је притисак у ЦЈ-стању мањи од притиска

у челу ДТ, уз истовремено повећање запремине система. Тачка CJ одговара ударној адијабати за продукте, који настају при потпуном ослобађању топлоте детонације. Стања која одговарају тачкама на тангенти између тачака B и CJ могу се описати другим адијабатама које би одговарале мањем ослобађању топлоте. У самој ЗХР важи неједнакост:

$$w + c > D \quad (2.1.23)$$

где су w брзина кретања ПД и c локална брзина звука у систему. На основу израза 2.1.23 описује се појава преноса ослобођене енергије хемијских реакција ка челу УТ. Са друге стране, ЦЈ-стање одређено је помоћу једнакости $w_{CJ} + c_{CJ} = D_{CJ}$.

2.1.2. Термодинамика и термохемија детонације експлозивних материја

Процеси хемијског разлагања експлозивних материја су праћени ослобађањем хемијске енергије у облику топлоте. При томе се сматра да се укупна ослобођена енергија троши на загревање продуката детонације, због претпоставке да је процес детонације ЕМ адијабатски процес [Јохансон-Персон 1970, ФВ 2002]. Ширење ПД врши рада над околином након потпуног завршетка процеса детонације, тако да се детаљније не разматра. Сваки термодинамички систем карактеришу унутрашња енергија, енталпија и ентропија. На основу првог закона термодинамике и чињенице да у току процеса нема вршења рада над околином (изохорски услови) важи једнакост:

$$\Delta U = Q_v \quad (2.1.24)$$

где су ΔU промена унутрашње енергије система и Q_v топлота, ослобођена током изохорског процеса. Вредности стандардне унутрашње енергије одређене су за стандардне услове (101325 Pa и 298,15 K) и за практичну употребу су доступне табеларне вредности. Уколико се процес одвија при различитим температурама, тада се може записати [Сућеска 1991, Јеремић 2002]:

$$Q_v^{T_2} = Q_v^{T_1} + \int_{T_1}^{T_2} \Delta c_v \cdot dT \quad (2.1.25)$$

где је Δc_v промена топлотног капацитета у посматраном интервалу температура. Топлотни ефекти током детонације ЕМ одређују се на основу Хесовог закон, где укупан топлотни ефекат хемијских реакција не зависи од реакционих путева,

већ искључиво од почетног и коначног стања система. Ако су стања система у којем се налазе слободни елементи означена са индексом „1“, стање експлозивне материје непосредно пре детонације са „2“ и стање продуката детонације непосредно после детонације са индексом „3“, онда се на основама Хесовог закона може написати једнакост:

$$Q_{1-3} = Q_{1-2} + Q_{2-3} \quad (2.1.26)$$

где је Q_{i-j} топлотни ефекат преласка система из i -тог стања у j -то стање. Из тога произилази да се комбиновањем израза 2.1.24 и 2.1.26 добија:

$$\Delta U = Q_{2-3} = Q_{1-3} - Q_{1-2} \quad (2.1.27)$$

Закључује се да је топлота детонације једнака разлици између топлоте формирања ПД у стању након завршетка процеса детонације и топлоте формирања ЕМ у стању пре детонације. Пошто се користе специфична вредности, важи принцип адитивности и може се написати:

$$Q_{1-2} = \Delta U_{f,EM}^{\circ} = \sum_{j=1}^m \Delta U_{f,EM,j}^{\circ} \quad (2.1.28)$$

$$Q_{1-3} = \Delta U_{f,PD}^{\circ} + \Delta U|_{T_0}^T = \sum_{i=1}^n \Delta U_{f,PD,i}^{\circ} + \Delta U|_{T_0}^T \quad (2.1.29)$$

Из претходно наведених услова се, поред топлоте детонације, може одредити температура, уколико се познаје зависност промене топлоте са температуром.

2.1.3. Особине параметара детонације

Брзина детонације се, у складу са хидродинамичком теоријом, сматра брзином простирања фронта детонационог таласа кроз експлозивну материју. Брзина детонације је важан и врло индикативан параметар детонације, који директно указује на својства процеса и којим се може врло квалитетно предвидети дејство експлозивне материје. Параметар има неколико врло важних особина [Јеремић 2002]:

- брзина детонације је независна од спољних утицаја, док брзина простирања фронта пламена при сагоревању ЕМ има изражену зависност од утицаја тренутног притиска и температуре у систему;
- брзина детонације зависи од почетне густине ЕМ и може рећи да је зависност линеарна у дијапазону најчешћих густина;

- брзина детонације зависи од врсте ЕМ, тј. од хемијског састава и термохемијских особина посматране ЕМ.

Најважнија претпоставка базира се на чињеници да је читав процес детонације врло брз, на основу чега се процес детонације може посматрати макроскопски. Нпр. дебљина ЗХР за течни тринитротолуен је 11-73 μm , уз брзину детонације од око 6500 m/s [Мејдер 1998], из чега се закључује да је време трајања хемијских реакција 1,7-12 ns . Наведени пример представља је типичан за идеално детонационо понашање бризантних ЕМ за војну примену. Сматра се да су све хемијске реакције толико брзе да су ПД током процеса у тренутној хемијској равнотежи. При моделовању најчешће су довољни састав, енталпија формирања и почетна густина ЕМ. На основу састава ПД може се одредити количина ослобођене енергије током процеса, нпр. топлота експлозије. Резултати добијени оваквим моделима имају изненађујуће малу грешку и наведени приступ је често коришћен у савременим истраживањима.

Познавање хемијског састава смеше ПД је врло важно за одређивање детонационих параметара. Поред тога потребно је и ради предвиђања осталих особина ЕМ, од осетљивости ЕМ до дејства у различитим срединама (земљи, води и ваздуху). Утицај количина појединачних једињења у смеси ПД на детонационе особине изучаван је на примеру детонације смеша нитрометана и тетранитрометана различитих почетних густина [ФВ 2002]. Брзина детонације расте са порастом почетне густине ЕМ. Температура детонације расте са порастом количине CO_2 , све док се не појави кисеоник у вишку, након чега температура опада. То се објашњава чињеницом да систем где настаје CO_2 уместо CO има мању густину честица продуката детонације у ЦЈ-стању система. У складу са различитим потребама постоје два приступа разматрању састава ПД [ФВ 2002]:

- састав ПД се одређује рачунски на основу услова термодинамичке равнотеже или експериментално (мерењем топлоте и састава продуката у калориметријској бомби), при чему зависи од притиска, температуре и запремине система;
- у другом приступу се не одређује конкретан састав ПД за случај одређених ЕМ, већ се претпоставља просечан састав, који се одређује емпиријским или полуемпиријским рачунским методама.

Продукти детонације су, сагласно хидродинамичкој теорији, сабијени на густину од око $4/3 \rho_0$. У таквим условима притисак достиже врло високе вредности,

реда величине 10-40 GPa (100-400 $kbar$). Физичка природа притиска је тада двојака. Део притиска је последица топлотног кретања молекула (термална компонента) док је други део последица међусобног дејства молекула на малим растојањима (привлачење и одбијање молекула). Слично томе, сматра се да унутрашња енергија има две компоненте: топлотну (кинетичку) и еластичну (потенцијалну) [ФВ 2002, Фриед 2004]. Помоћу параметризације ЈС на основу експериментално добијених вредности p_{CS} може се реално очекивати да такве ЈС прецизно описују понашање ЕМ при детонацији

Многе методе прорачуна разматрају само гасовите ПД, чији је удео, по правилу, највећи. Код појединих ЕМ је количина чврстих ПД занемарљиво мала и наведена апроксимација има смисла. Савремена истраживања детонације кондензованих ЕМ за војну примену показала су да је неопходно разматрање и кондензованих ПД, у циљу веће тачности модела. Најчешће се ради о чврстом угљенику, чији је удео у ПД већи код састава ЕМ са негативним билансом кисеоника [Камлет 1968, Мејдер 1998]. Након детонације савремених ЕМ, које садрже алуминијум у праху, уочен је значајан удео чврстих ПД, било у облику чврстог алуминијума и различитих оксида алуминијума [Фриед 2004]. Високи притисци при детонацији ЕМ доводе до померања равнотеже хемијских реакција у смеру пораста концентрације чврстог угљеника. Такво објашњење је у сагласности са експериментално добијеном зависношћу да удео чврстог угљеника расте са повећањем почетне густине ЕМ, одн. притиска у систему [Мејдер 1998, Јеремић 2002, ФВ 2002, Фриед 2004]. Међутим, при условима процеса детонације чврсти угљеник може се налазити у облику више алотропских модификација: дијамант, графит, течно стање или у облику агрегата честица (гроздова - кластера). У складу са термодинамичким анализама, може се закључити, да се у ЦЈ-стању угљеник налази у облику дијаманта у случају већине ЕМ, чија је почетна густина блиска максималној (кристалној) густини. Течна фаза могућа је у случају врло високих температура [Копишев 2006]

Параметри детонације значајно зависе од почетне гутине ЕМ. За највећи број ЕМ утврђено да постоји линеарна зависност $D(\rho_0)$ [Камлет 1968, ФВ 2002]. Код неких ЕМ је утврђено да на густинама преко 1450 kg/m^3 долази до одступања од линеарне зависности која је уочена у интервалу од 900 до 1450 kg/m^3 . За тротил је уочено да при почетним густинама већим од 1550 kg/m^3 долази до промене коефицијента правца функције $D(\rho_0)$ са 3,163 на $1,70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ [Мејдер 1998]. Резултати прорачуна и експеримената указују да се наведена промена коефицијента

правца функције $D(\rho_0)$ може објаснити прелазом чврстог угљеника из термодинамички стабилне модификације графита у модификацију дијаманта.

При густинама испод 1000 kg/m^3 такође је уочено одступање од линеарне зависности $D(\rho_0)$. У том случају сматра се да долази до промене хемијског састава ПД, остварује се нижи топлотни ефекат хемијских реакција и остварује се прерасподела термалне и интермолекулске потенцијалне енергије [ФВ 2002, Мејдер 1998].

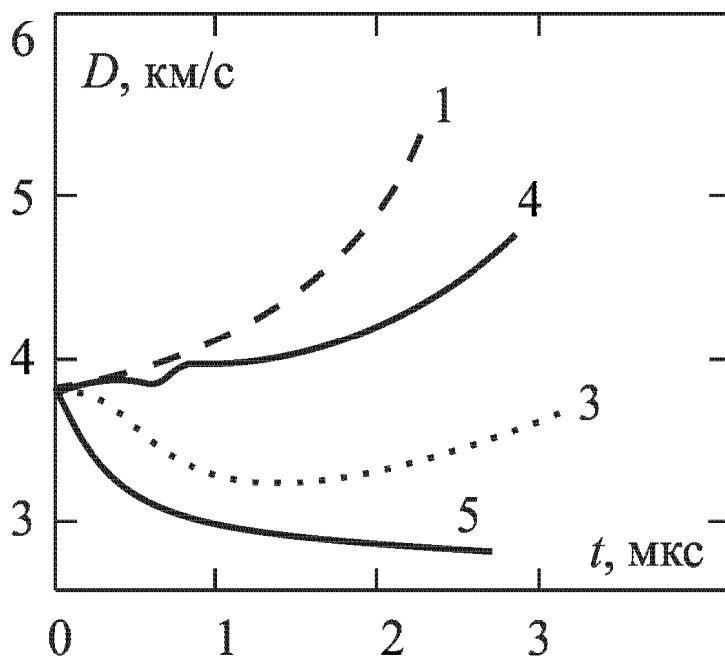
2.2. Теоријске основе процеса иницијације експлозивних пуњења

Експлозивне материје имају одређену способност спонтаног реаговања на утицаје из спољашње средине. Уколико одређени карактер и интензитет спољног деловања може да изазове експлозивно разлагање према било ком механизму експлозивног хемијског разлагања, онда се назива почетним или иницијалним импулсом. Способност ЕМ да се у њој иницира одређени експлозивни процес назива се осетљивост, која се претежно посматра у складу са карактером иницијалног импулса. Због великог значаја познавања осетљивости ЕМ на поузданост и безбедност средстава у којима се ЕМ налазе, постоји велики број истраживања наведене области [ФВ 2002, Јеремић 2002, Мејдер 1998]. Након дејства иницијалним импулсом, у ЕМ долази до успешног (тзв. развој) или неуспешног достизања стања експлозивног процеса (гашење или отказ). На исход иницирања утичу подједнако својства пуњења и иницијалног импулса. Под својствима пуњења подразумевају се особине посматране ЕМ али и формираног експлозивног пуњења и услова иницирања, нпр. облик и димензија, особине облоге, подлога и др. На слици 2.2.1 приказане су зависности брзине детонације од пређеног пута у ЕМ за случајеве различитих исхода иницирања.

Без потребе за детаљнијим разматрањем области осетљивости ЕМ, за потребе овог истраживања разматра се само иницирање процеса детонације у чврстим ЕМ. Иако се у области осетљивости ЕМ разматра велики број иницијалних импулса, чврсте ЕМ се најчешће иницирају помоћу топлотних, механичких и/или ударно-таласних (експлозивних, комбинованих) иницијалних импулса [Лобанов 1986, ФВ 2002: 195].

У случају бризантних и погонских ЕМ, топлотни и механички импулси претежно се разматрају са становишта безбедности током употребе. Са друге стране, осетљивост ЕМ на експлозивне импулсе је најзначајније у погледу иницирања

детонације у експлозивним пуњењима помоћу иницијалног средства. Експлозивно претварање може се развити до детонације, али се у одређеним условима разлагање може вршити према механизму нестационарног експлозивног разлагања.



Слика 2.2.1. Зависност промене брзине фронта ударног таласа од пређеног пута у TX50 [ФВ 2002]:
1 – гранични услови; 3 – критични услови; 4 – прелазни режим; 5 – отказ.

2.2.1. Механизам иницирања процеса детонације

Механизам побуђивања експлозивног процеса дејством експлозије може се описати кроз следеће фазе [ФВ 2002, Јеремић 2002]:

- ударни талас, настао дејством експлозије иницијалног средства (активно експлозивно пуњење), у најближем делу посматраног (пасивног) експлозивног пуњења врши сабијање експлозивне материје;
- услед сабијања долази до хемијског реаговања ЕМ, стварања продуката детонације и ослобађања енергије;
- уколико је количина ослобођене енергије у јединици времена већа од енергије, која се троши на сабијање наредних слојева ЕМ и околине,

онда долази до убрзања процеса и пораста сабијања ЕМ и побуђивања хемијских реакција у њој;

- интензивирање и повећање брзине УТ у ЕМ ограничено је укупним особинама експлозивног пуњења, одн. брзином ослобађања енергије током простирања процеса са реагујућег слоја на још неизреаговани слој.

У случају успешног развоја процеса, у ЕМ се ствара ЗХР, која прати УТ и енергетски га подржава током простирања кроз ЕМ. У одређеном тренутку достиже се стационарно стање, које карактеришу непроменљиве вредности свих параметара детонације. Промена параметара детонације врши се само услед промена особина ЕМ, тачније посматраног дела експлозивног пуњења, нпр. промена пречника, састава, облоге и сл. Претварање иницијалног ударног таласа у процес детонације зависи од особина иницијалног средства и продуката његовог експлозивног разлагања, хемијском кинетиком претварања иницијалне ЕМ у продукте иза фронта иницијалног УТ итд. Разматрани почетни импулс може се описати законом промене притиска са временом $p_i(t)$ на контактної површини ЕМ пасивног пуњења.

Такође, на иницирање утичу и особине површине на коју дејствује УТ. У литератури се разматра неколико облика функције $p_i(t)$, где је због највеће распрострањености највише изучаван процес диконтинуалног (степенастог) преласка УТ у детонацију, посматрано у једнодимензионим условима. Може се сматрати да се у пракси такав случај дешава у случају удара равне стране удараца великих димензија по равној страни експлозивног пуњења великих димензија. На оваквом принципу развијен је највећи број експерименталних метода одређивања осетљивости на експлозивни иницијални импулс [ФВ 2002]:

- метода одређивања критичног притиска иницирања детонације помоћу инертне преграде – ослабљивача (енг. *gap test*);
- метода одређивања дубине простирања детонације помоћу пуњења клинастог облика;
- метода одређивања критичног притиска иницирања детонације у зависности од трајања иницијалног импулса.

Истраживања осетљивости на експлозивни импулс заступљена и постоје значајни резултати у литератури [ФВ 2002, ЕП 2002]. Међутим, осетљивост погонских ЕМ није значајније изучавана и литература је врло оскудна. У раду [Афанасенков 2001]

приказани су резултати истраживања осетљивости двобазних барута на експлозивни иницијални импулс. Хемијски састав барута био је у следећим границама масених удела: 56-60% НЦ (10,7-12,2% азота), 25-35% НГл, 5-12% ДНТ и 3% етилцентралита. Вршено је експериментално одређивање критичног пречника иницирања двобазних барута, који за цилиндрична експлозивна пуњења пречника 40 mm износи 6,0-9,0 GPa, што одговара осетљивости течних експлозива. Установљено је и да критични притисак опада са повећањем пречника пуњења. За све разматране баруте, предложена је и зависност критичног пречника p_{kr} (у GPa) од критичног пречника пуњења d_{kr} , израженог у mm:

$$p_{kr} = 11,2 \cdot \left(\frac{d}{d_{kr}} \right)^{-0,25} \quad (2.2.1)$$

Пуњења су била поуздано иницирана ударним таласом са $p_{kr} = 5-11,2$ GPa. Један од значајнијих закључака је да се ударне адијабате разматраних барута могу поуздано апроксимирати ударном адијабатом нитроглицерина:

$$D = 1730 + 2 \cdot u - \frac{u^2}{1730} \quad (2.2.2)$$

где су D брзина детонације а u масена брзина ПД, изражени у $m \cdot s^{-1}$.

У последњих неколико деценија вршена су и истраживања осетљивости ЕМ на удар и продирање веома брзог кинетичког пројектила (ударача) и кумулативног млаза. Наведени случајеви посматрају се као сложенији облик дејства ударних таласа, где долази до неравномерних ударно-таласних напрезања. Пошто се ЕМ у УбС најчешће налазе у металним облогама, истраживања су проширена и на такве случајеве.

2.2.2. Утицајни параметри осетљивости на експлозивни иницијални импулс

На осетљивост ЕМ на дејство експлозивних иницијалних импулса утиче велики број параметара, од којих су најзначајнији [ФВ 2002]:

- трајање иницијалног импулса;
- величина (пречник) површине дејства иницијалног импулса;
- облик иницијалног импулса;
- густина пуњења;
- величина честица;

- температура пуњења;
- облога пуњења.

Током преласка експлозивног (ударно-таласног) иницијалног импулса у детонацију, у правцу удара се кроз ЕМ простире таласно напрезање (растеређење), чији интензитет опада са путем. Такав иницијални импулс може се сматрати дисконтинуалним (степенастим) напрезањем. Вршена су нумеричка и експериментална истраживања иницирања ЕМ помоћу удараца познатих особина. На пример, у истраживању иницирања TX50 помоћу алуминијумских удараца различитих дебљина утврђено је да за притиске на фронту ударног таласа $3 \leq p_i \leq 15 \text{ GPa}$ утицај таласа разређења на максималне вредности притиска може бити апроксимиран следећим изразом [Лобанов, 1986; ФВ, 2002]:

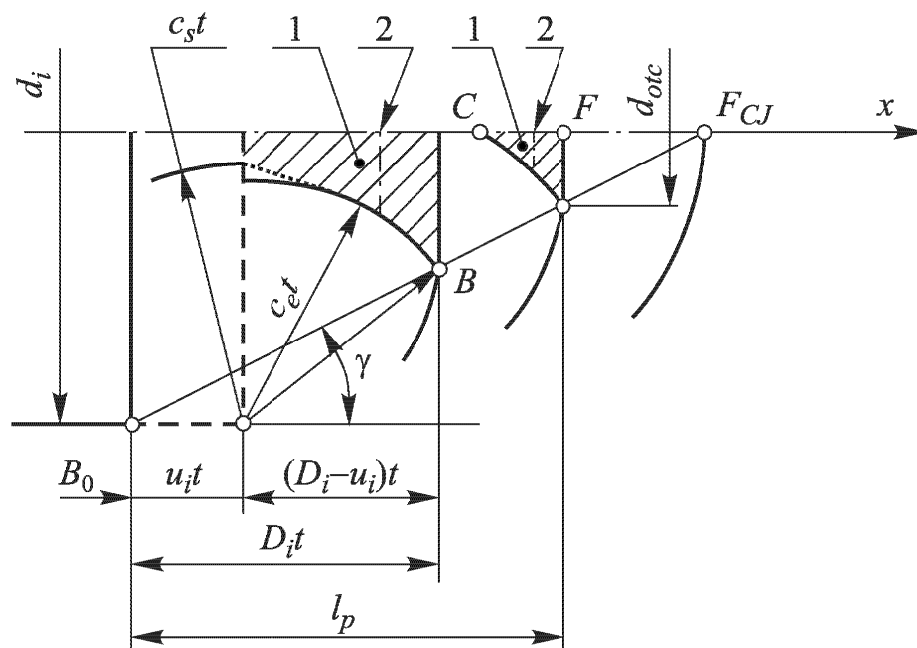
$$A_{\text{lim}} = p^{L_{\text{lim}}} \cdot t_i \quad (2.2.3)$$

где су: t_i време трајања иницијалног импулса, A_{lim} и L_{lim} граничне вредности, које су за дату ЕМ константне (за TX50 износе 10,486 и 1,59). То практично значи да је растојање од иницирања до детонације обрнуто зависно од амплитуде притиска и дужине трајања УТ, којим се врши иницирање. Са повећањем притиска УТ долази до експоненцијално наглог смањивања растојања до детонације. На пример, у случају TX50, ударни талас са притиском 16 GPa (160 kbar) иницира детонацију на око 2 mm од удара, док се исто дешава на 20 mm при притиску 40 kbar.

Величина површине, на коју дејствује УТ, значајно утиче на способност иницирања ЕМ. Најчешће се разматра пречник равне стране цилиндричног удараца d_i , који врши удар у ЕМ. У смеру осе удараца долази до формирања УТ. Пошто је пречник удараца коначних димензија, са бочних страна долази до стварања фронта разређења у ЕМ, због чега долази до снижавања притиска. Шематски приказ простирања таласа при удару удараца у ЕМ дат је на слици 2.2.2.

Због тога долази до успоравања периферних делова УТ у односу на централни део. Уколико је пречник d_i довољно велики, да фронт таласа разређења не пресеца површину са максималним притиском у УТ, онда може доћи до успешног развоја процеса детонације у централном делу пуњењу. Уколико талас разређења сустиже фронт УТ, долази до његовог кривљења, чиме се додатно смањује доток енергије ка фронту и његовог додатног успоравања.

Под обликом иницијалног импулса подразумевају се различити профили зависности $p(t)$ при дејству ударног таласа на спољну површину ЕМ. До сада је помињан само најједноставнији, тзв. једностепени скок притиска од почетног до максималног. Међутим, уколико се пре коначног скока притиска до максималног врши један или више слабијих удара (тзв. предудар), тада се по правилу смањује осетљивост ЕМ на дејство последњег ударног таласа. Та појава назива се ударном десензибилизацијом, која се објашњава слабљењем реакција иза фронта УТ. Уколико је предудар окарактерисан нагим скоком, којег прати нагли пад притиска, онда може доћи до смањења густине и нарушавања структуре ЕМ, одн. сензибилизације ЕМ и повећања осетљивости.



Слика 2.2.2. Шема простирања осносиметричног протицања иза фронта ударно-таласног иницијалног импулса [ФВ 2002]

Повећање густине пуњења по правилу доводи до снижавања осетљивости ЕМ. То се објашњава чињеницом да је снижење густине по правилу повезана са увећањем пора у ЕМ. Потребно је напоменути, да наведено није у потпуности изражено код дела ЕМ, где је уочено повећање осетљивости са повећањем густине. Иако долази до смањења порозности, при густинама врло блиским максимално могућим за дату ЕМ, највероватније долази до оштећења структуре (зрна, кристала и сл.) у ЕМ [ФВ 2002].

Утицај величине честица на осетљивост ЕМ, по правилу није равномеран. често се јавља повећање осетљивости са смањењем честица до одређене вредности, након чега осетљивост опада. У општем случају, код пуњења исте густине при смањењу честица долази до повећања концентрације пора, које имају улогу врућих тачака. Када се оптимална концентрација достигне, даље смањивање честица доводи до снижавања концентрације реагујућих честица и смањења брзине ослобађања енергије, због чега УТ слаби и успорава. Чак се код дејства ударно-таласног иницијалног импулса уочава и краткотрајно повећање брзине детонације изнад вредности идеалне детонације у ЕМ велике густине [ФВ 2002].

Температура ЕМ у тренутку иницирања има различит утицај на осетљивост. Код порозних пуњења велике густине, почетна температура утиче на промену запремине и површине пора, као и на расподелу саставних компоненти ЕМ (пластификатори, флегматизатори и сл.).ска

Из великог броја истраживања [Кобилкин 1983, ФВ 2002, Мејдер 1998] уочена је врло значајна зависност параметара детонације од особина облоге експлозивног пуњења. У случају осетљивости ЕМ на дејство ударног таласа иницирања, постојање облоге смањује пад притиска у зонама хемијских реакција пре достизања стационарног процеса детонације. Истовремено, облога изазива и повећање деформација и нарушавања структуре ЕМ. То доводи до повећања разлагања ЕМ иза фронта УТ, умањивања одбацивања материје и потпомажу побуђивање и развој процеса ка стационарном стању, детонацији.

2.3. Утицајни фактори на параметре детонације

Процес детонације карактерише успостављање стационарног стања, својеврсне равнотеже између услова и параметара детонације. Упркос врло високим интензитетима параметара и врло малој зависности од спољних утицаја (притисак и температура околине и сл.), наведена равнотежа у процесу се може нарушити, услед чега се у систему успоставља нова равнотежа и параметри детонације имају нове вредности. Због тога се промене у систему могу пратити на основу промена одређених параметара детонације. Са друге стране, вредности параметара детонације директно одређују врсту и интензитет дејства експлозије, што је додатан разлог потребе за детаљним познавањем процеса.

2.3.1. Неидеални режими експлозије

У односу на степен покорављања ЗНД хидродинамичкој теорији детонације, карактер процеса детонације кондензованих експлозивних материја може се условно поделити на идеално и неидеално. Истраживања детонације у течним ЕМ показала да се процес детонације не гаси чак и у условима значајног одступања од идеалне, стационарне детонације [Дрјомин 1970]. Фронт детонационог таласа може пулсирати, повремено се и одвајати од спољашних површина пуњења и поново се враћати ка њима [Мих-Троф 1977]. Управо су таква запажања иницирала нова истраживања и детаљнија објашњења процеса детонације.

Може се рећи да није могуће прецизно дефинисати све граничне услове, али резултати досадашњих истраживања указују на одређене особине ова два карактера детонације. У таквим случајевима, читав процес се може представити једнодимензионалним моделом детонације, описаним у поглављу 2.1. Опште речено, сваки процес детонације реалних пуњења може се сматрати неидеалним, јер детонациони талас није раван и хемијске реакције се не завршавају у ЦЈ-стању [ФВ 2002]. У случају савремених експлозивних материја, може се прихватити највећи број апроксимација и процес детонације се оправдано сматра идеалним или врло близак томе. Наиме, због малих критичних пречника детонације код већине бризантних и иницијалних експлозива експлозивна пуњења су значајно већег пречника, код којих је закривљеност детонационог таласа мала. Такође, код таквих ЕМ сматра се да је брзина хемијских реакција током детонације бесконачно велика, одн. време одвијања хемијских реакција је значајно краће од времена простирања процеса кроз пуњење, које одређује брзина детонације.

У савременој литератури [Sharpe 2005; Mader 1998] значајнија одступања од наведених претпоставки идеалне детонације објашњавају се неидеалним карактером процеса. Такви се случајеви јављају када је изражена закривљеност детонационог таласа, нехомогеност пуњења, значајно мања брзина хемијских реакција експлозивног разлагања итд. Такво понашање уочено је код експлозивних пуњења са нехомогеним експлозивним смешама ЕМ и инертних додатака (везива, метала у праху, пластификатора и др.), гранулисаних ЕМ итд. У реалним условима, неидеалан карактер експлозивног разлагања јавља се код [Sharpe 2005]:

- привредних експлозивних смеша са амонијум-нитратом (АН) и деривата нафте или емулзија воде и уља;

- експлозивних смеша за војну примену, којима је смањена осетљивост у циљу повећања безбедности (тзв. неосетљиви експлозиви; енг. *insensitive explosives*);
- експлозивних смеша, које се могу једноставно производити и у импровизованим условима и користити у терористичке сврхе;
- хемијске и петрохемијске индустрије, где се током производње често користе нестабилна и осетљива хемијска једињења (пероксиди, нитрати и перхлорати, пропилен и етилен оксид, ацетилен, ацетилиди и др.);

До сада је развијено неколико објашњења детонације код неидеалних експлозива [Bdzil, 1989; Sharpe, 2000]. Такве теорије су претежно засноване на Вуд-Кирквудовој теорији, код које се разматра нешто другачије апроксимације и даје се решење дуж уздужне осе цилиндричног експлозивног пуњења. За потпунију слику процеса, потребно је у потпуности развити дводимензионални модел детонације [Sharpe 2000], помоћу којег се може адекватно представити утицај пречника пуњења, закривљености ДТ и врсте облоге око пуњења.

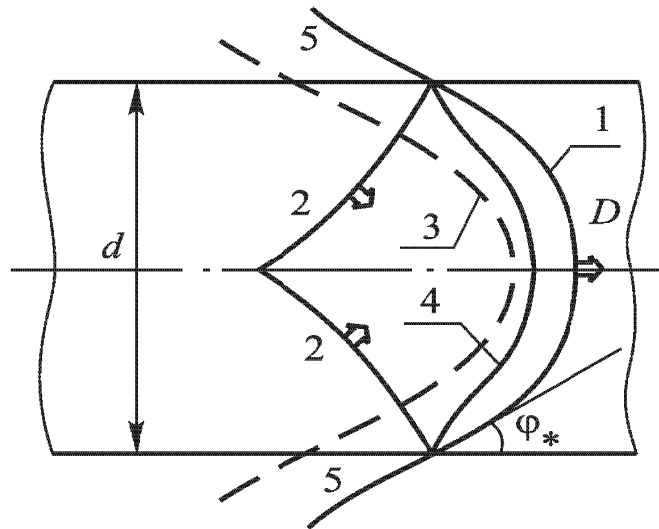
2.3.2. Утицај закривљености детонационог таласа

У теорији идеалног процеса детонације претпоставља се постојање равног детонационог таласа (ДТ). Међутим, у реалним пуњењима уочена је извесна закривљеност ДТ [Ејринг 1949; Вуд-Кирквуд 1954], која се може апроксимирати сферичним обликом. Једна од последица закривљености ДТ јесте сабијање ЕМ помоћу закошеног УТ у свим тачкама, осим у делу централне осе пуњења. На слици 2.3.1 шематски је приказан закривљени ДТ.

У циљу одређивања граничних услова стационарног простирања самостално подржаних ДТ са закривљеним фронтом, потребно је анализирати протицање у ЗХР у правцу уздужне осе пуњења. Непосредно иза УТ, у ЗХР важи следећи систем Ојлерових једначина:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial t} &= -D \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{и} \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -D \frac{\partial w}{\partial x}\end{aligned}\tag{2.3.1}$$

где су x просторна координата, p притисак, w масена брзина продуката детонације и t време.



Слика 2.3.1. Шематски приказ структуре закривљеног детонационог таласа [ФВ]

Размотрен је случај цилиндричног експлозивног пуњења, код којег је претпостављено да се фронт ДТ у близини осе пуњења креће константном брзином детонације D . Уколико се мали део фронта УТ у непосредној близини осе пуњења апроксимира сферичном површи, чији је полупречник R , проток реагујуће ЕМ непосредно иза УТ имаће сферну симетрију и може се описати следећим системом једначина:

$$\begin{aligned} & \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad , \\ & \text{---} \quad \text{---} \quad \text{и} \\ & \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

где су: ρ_0 – почетна густина ЕМ, W – почетна брзина разлагања ЕМ после сабијања помоћу УТ, Q_{pV} – топлота разлагања у изобарско-изохорским условима, Γ – параметар Грунајзена, c – брзина звука у сабијеној ЕМ (у условима „замрзнуте равнотеже“). На основу израза 2.3.1 и 2.3.2 може се написати следећи израз:

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (2.3.3)$$

Познато је да масена брзина w опада иза фронта стационарне детонације, одн. важи неједнакост $\frac{\partial w}{\partial t} \leq 0$. Анализом израза 2.3.3 закључује се да су оба члана са десне стране позитивна. Пошто се други члан у загради повећава се са смањењем полупречника закривљености ДТ, читав израз у загради се смањује. Због тога вредност $\frac{\partial w}{\partial t}$ расте, тако да у случају стационарне детонације важи услов $\frac{\partial w}{\partial t} = 0$. На основу тога, из израза 2.3.3 произилази да је критична закривљеност фронта ДТ једнака:

$$R_{kr} = \frac{2 \cdot w \cdot c^2}{\rho \cdot Q_p \cdot \Gamma \cdot W} \quad (2.3.4)$$

Када закривљеност ДТ достигне критичну вредност, брзина ослобађања енергије из ЗХР једнака је брзини смањивања унутрашње енергије због губитака иза фронта ДТ. Вредност R_{kr} представља најмању вредност полупречника ДТ, где се процес детонације може самостално одржавати и простирати. На основу десне стране израза 2.3.3.5, закључује се да су брзина детонације D и полупречник закривљености R_{kr} у директној међусобној зависности.

Код пуњења без облоге услов стационарности експлозивног процеса може се изразити и преко угла закривљења фронта детонационог таласа φ^* . У критичним условима, тај угао једнак је углу, при којем се у слоју иза фронта ДТ протицање врши брзином звука. Стационарност процеса условљена је стационарношћу протицања у свим подзвучним деловима ЗХР. Разређење у бочним деловима пуњења представља надзвучно протицање и не утиче на фронт ДТ.

2.3.2. Утицај физичко-хемијског састава експлозивног пуњења

Физичко-хемијски састав ЕМ пресудно утиче на особине експлозивног процеса, од иницирања, простирања процеса кроз материју или дејства експлозије. Избором састава материје могу се добити жељене особине и на тај начин утицати на примену. Састав ЕМ може се проучавати из различитих аспеката, било да је се разматра чисто хемијска структура супстанце, да је у питању састав смеше различитих компоненти или се разматра хомогеност материје. О саставу смеше ЕМ детаљније је разматрано у поглављу 4.

Посебан проблем у проучавању и објашњењу процеса детонације представља и питање хомогености материјала, од које директно зависи и хомогеност процеса у детонационом таласу. Поуздане експерименталне методе су врло малобројне.

Појава емисије електромагнетног зрачења (луминисценција) често се користи у експерименталним методама одређивања детонационих особина експлозивних материја. Наведена појава настаје као последица луминисценције јонизованих гасова у ударном таласу и продуката детонације у зони хемијских реакција. Сматра се да интензитет светлости највише потиче управо из зоне хемијских реакција, одн. да неосветљене зоне представљају места, где нема интензивних хемијских реакција. Коришћењем експерименталних оптичких метода утврђена је нехомогена структура детонационог таласа [Буравова 1970, ФВ 2002]. На пример, вршена су снимања чеоне стране ДТ у пуњењима са тротилом и смеше нитрометана и ацетона [Буравова 1970], одн. са хомогеним барутима [Димитријевић, 2006]. Упркос различитим методама снимања (фотографисање филмом мале осетљивости кроз дебело стакло и снимање ултрабрзом камером), у оба наведена случаја добијени су снимци детонационих таласа, код којих се уместо равномерно осветљеног дела снимка уочавају случајно распоређене осветљене површине малих димензија на делу снимка, где се већ очекивало појављивање ДТ.

Због наведене појаве, потребно је објективно сагледати прецизност експерименталних метода одређивања времена или положаја ДТ, које се највише и користе у истраживањима експлозивних процеса. Добијени снимци могу приказивати ДТ изражено неправилног облика, код којих се неправилност повећава са повећањем димензија честица ЕМ у пуњењу. Наведено понашање нарочито је изражено у случају експлозивних пуњења, чији параметри су блиски критичним условима простирања детонације (нпр. критични пречник пуњења, критична густина пуњења и сл.).

2.3.4. Утицај пречника експлозивног пуњења

Под пречником пуњења сматра се најмања димензија попречног пресека цилиндричног пуњења. У случају експлозивних пуњења у облику плоча или листова (плоснато пуњење) одговарајући појам је дебљина. Пречник експлозивног пуњења има значајан утицај на параметре детонације. Међутим, наведени утицај је врло слаб код пуњења великих пречника и постаје израженији при одређеним малим вредностима. У том смислу, потребно је разликовати два појма:

- критични пречник (критична дебљина) d_{kr} је најмањи пречник (дебљина) пуњења, код којег је могуће самостално подржано одвијање процеса детонације (без гашења);

- гранични пречник d_{gr} је најмањи пречник пуњења, код којег је процес стационаран, одн. утицај пречника пуњења није значајан.

Уколико је пречник пуњења мањи од критичног ($d < d_{kr}$), процес детонације није одржив и долази до његовог гашења. Неидеалан карактер процеса детонације примећује се код свих пуњења, чији пречник је $d_{kr} \leq d < d_{gr}$.

Прво успешно објашњење природе наведеног утицаја дао је Харитон [Харитон 1947; ФВ 2002], код којег се сматра да долази до утицаја губитака енергије из ЗХР. Наведени губици изражени су управо код пречника блиским критичном, где се значајно повећава релативна количина ЕМ, која не доприноси енергетском подржавању детонационог таласа (ДТ). У складу са тим, сматра се да слој ЕМ, који се налази на бочним странама пуњења (тзв. Харитонов слој), има врло малу брзину хемијских реакција, одн. да практично и не реагује. Сматра се да управо из тог слоја долази до разлетања непромењене ЕМ. Наведена појава успешно се користи и у форензичке сврхе, где се након експлозије могу пронаћи трагови почетне ЕМ. У сваком случају, може се сматрати да спољашњи слој ЕМ не доприноси простирању ДТ. У складу са наведеним, Харитон је предложио следећи израз [ФВ 2002]:

$$d_{kr} \approx 2 \cdot c \cdot \tau_r \quad (2.3.5)$$

где су c средња локална брзина звука у ЕМ и τ_r време трајања хемијских реакција у условима детонације. Међутим, ова релација даје значајно ниже вредности критичног пречника у односу на експерименталне вредности.

Детаљније објашњење појава и процеса у закривљеном детонационом таласу дали су Милајљук и Трофимов [Мих-Троф, 1977], који су дали критичку оцену Харитоновог принципа, исказаног изразом 2.3.4.1. Главни аргумент њиховом мишљењу јесу експериментално добијене вредности d_{kr} , које су значајно веће од вредности, добијених наведеним изразом. Иначе, то је и један од главних разлога, што се у литератури најчешће помињу конкретне експерименталне вредности, док су методе прорачуна помало и занемарене. Поред тога, примећено је да се критични пречник може значајно разликовати за исте ЕМ, код којих постоје одређене разлике у кристалној структури, нпр. у случају ливеног тротила. Своје објашњење засновали су на следећим основама:

- фронт ударног таласа (УТ) је закривљен, где за сваку тачку на растојању r од централне осе пуњења, угао између уздужне осе пуњења и нормале на детонациони талас има вредност φ_* ;
- у самом фронту УТ нема хемијских реакција, већ се ЕМ налази у почетном стању;
- брзина хемијских реакција током експлозије зависи од састава ЕМ, одн. од тренутних локалних параметара: притиска p , густине ρ и удела изреаговане ЕМ α .

У складу са тим, непосредно иза УТ је састав ЕМ једнак почетном ($\alpha = 0$), док је густина једнозначно зависна од притиска. Други утицајни фактор стања иза УТ је и брзина детонације D , за коју су претпоставили променљив карактер (за разлику од претходних теорија). На овим основама су Кобилкин, Соловјев и Бојко [Кобилкин 1983, 1984, 1985, 1992] дали до сада најпрецизнију теорију критичног пречника стационарне детонације. Своју теорију засновали су на главним основама теорије Михајлука и Трофимова, према следећем [ФВ 2002]:

1. детонациони талас представља целину ударног таласа и пратеће зоне хемијских реакција, где се хемијске реакције у самом УТ могу занемарити;
2. детонациони талас је закривљен у случају цилиндричног или пласнатог пуњења;
3. способност самосталног простирања процеса детонације одређен је структуром протицања на оси (равни) симетрије пуњења, док је стационарност облика фронта ДТ одређена структуром протока у слоју пуњења непосредно иза УТ.

Веза између критичних вредности пречника d_{kr} и полупречника закривљења R_{kr} одређен је из услова стационарности фронта ДТ за $\varphi = \varphi_0$:

$$R_{kr} \cdot \cos \varphi_* = \frac{d_{kr}}{2} \quad (2.3.6)$$

Уврштавањем претходног израза у израз 2.3.3.5 за критични полупречник закривљења ДТ, добија се израз:

$$d_{kr} = \frac{4 \cdot w \cdot c^2 \cdot \cos \varphi_*}{\rho \cdot Q_{pV} \cdot \Gamma \cdot W} \quad (2.3.7)$$

У складу са претходним изразом, критични пречник зависи од почетне брзине разлагања ЕМ после сабијања ударним таласом. Почетна брзина разлагања зависи од структуре пуњења. Наведени прорачун спроведен је за случај ливеног и пресованог тротила исте густине ($1,6 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$), чије детонационе особине су врло сличне, али им се критични пречници значајно разликују. Резултати прорачуна показали су врло задовољавајуће поклапање са експерименталним подацима [ФВ 2002:308].

За даље теоријско разматрање процес детонације са закривљеним ДТ, потребно је увести одређена поједностављења. Уколико се облик закривљеног ДТ апроксимира сферичним, чији је полупречник R , где су ширина ЗХР и густина ЕМ константни и где брзина детонације зависи од количине енергије, ослобођене услед хемијских реакција јединачне масе ЕМ иза фронта ($D^2 \sim Q_{REM}$). За ширину хемијских реакција a и густина ЕМ у ЗХР ρ , маса ЕМ по јединици површине закривљеног фронта ДТ може се апроксимирати изразом:

$$m_{REM} = \rho \cdot a \left(1 - \frac{a}{R}\right) \quad (2.3.8)$$

Енергија, ослобођена из хемијских реакција разлагања јединачне масе ЕМ једнака је:

$$Q_{REM} = m_{REM} \cdot Q_{vp} \quad (2.3.9)$$

У складу са тим, зависност брзине детонације од пречника пуњења може се записати на следећи начин:

$$D = D_{\infty} \sqrt{1 - \frac{a}{R}} \quad (2.3.10)$$

где је D_{∞} брзина детонације исте ЕМ у пуњењима бесконачног пречника, за који се сматра да утицај закривљености није значајан. Уколико се разматра пуњење, чији пречник је једнак критичном ($d = d_{kr} = 2 \cdot r_{kr}$), тада се полупречник закривљења R_{kr} може изразити преко полупречника и угла закошености ДТ ($R_{kr} = r_{kr}/\cos\varphi^*$). У случају значајно мањих вредности ширине ЗХР од вредности пречника пуњења, израз 2.3.10 може се записати у приближном облику:

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{2 \cdot R}\right) \quad (2.3.11)$$

У случају линеарне зависности између полупречника пуњења r и закривљености ДТ R :

$$R = R_{kr} + \alpha \cdot (r + r_{kr}) \quad (2.3.12)$$

тада се израз 2.3.11 може записати у следећем облику:

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{2(R_{kr} + \alpha \cdot (r + r_{kr}))} \right) = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{2 \cdot \alpha \left(r - r_{kr} \left(1 - \frac{1}{\alpha \cdot \cos \varphi_*} \right) \right)} \right) \quad (2.3.13)$$

Када се уведу смене: $A = \frac{a}{2 \cdot \alpha}$ и $r_c = r_{kr} \left(1 - \frac{1}{\alpha \cdot \cos \varphi_*} \right)$, добија се израз:

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{A}{r - r_c} \right) \quad (2.3.14)$$

Претходни израз добијен је и на основу експерименталних података [Кемпбел-Енгелке 1976].

2.4. Теоријске основе дејства експлозије

Дејство представља скуп свих утицаја, које средство остварује над околином, тј. по живим организмима, средствима, предметима, материјалима и др. Са друге стране, способност вршења дејства везује се за појмове ефикасности и ефективности посматраног средства у одређеним условима примене [Бал-Мерж. 2004]. У највећем броју случајева се код експлозивних материја и убојних средстава разматра њихово дејство експлозије, одн. скуп свих утицаја над околином. Због великог броја различитих облика и сложених механизма вршења утицаја над околином, дејство експлозије не може се објаснити јединственим механизмом. Сва наредна разматрања биће ограничена на дејство, које настаје ка последица детонације хемијских експлозивних материја.

Услед детонације ЕМ долази до врло брзе хемијске трансформације (разлагања) и стварања продуката детонације (ПД). Непосредно након завршетка процеса детонације се ПД налазе под врло високим притиском ($\sim 10 \text{ GPa}$), загрејани на температуру $\sim 1000 \text{ K}$ и крећу се масеном брзином w ($\sim 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Управо због врло интензивних параметара свог стања, ПД врше утицај над својом околином. Особине околине значајно утичу на облик и интензитет тог утицаја.

2.4.1. Облици дејства експлозије

У литератури се могу пронаћи различити приступи класификације и објашњења различитих облика дејства експлозије. Дејство експлозије условно може поделити на два облика: разорно (бризантно) и рушеће (фугасно) [ЕП, 2002].

Разорно дејство експлозије настаје као последица директног деловања ПД по околини. Због врло високих вредности параметара стања, при томе долази до сабијања, кидања, дробљења и одбацивања материјала у околини. Међутим, са повећањем растојања долази до врло наглог опадања наведених параметара. На пример, највећи број бризантних експлозива има специфичну запремину око $0,6-0,8 \text{ dm}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$. Приликом детонације настају ПД, који се практично налазе у почетној запремини, чија количина на стандардним условима заузима запремину око $0,7-1 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$. Када параметри стања ПД опадну до одговарајућих вредности у околини, утицај над околином потпуно престаје. Последица томе је врло мали домет разорног дејства, који је практично ограничен на 2-4 почетне димензије (калибра) експлозивног пуњења. Дејство на већим даљинама последица је посредног (индиректног) деловања ПД, као што су:

- парчадно дејство предмета, који су одбачени дејством ПД;
- дејство ударног таласа, насталог у материјалу околине услед наглог ширења ПД;
- запаљиво дејство итд.

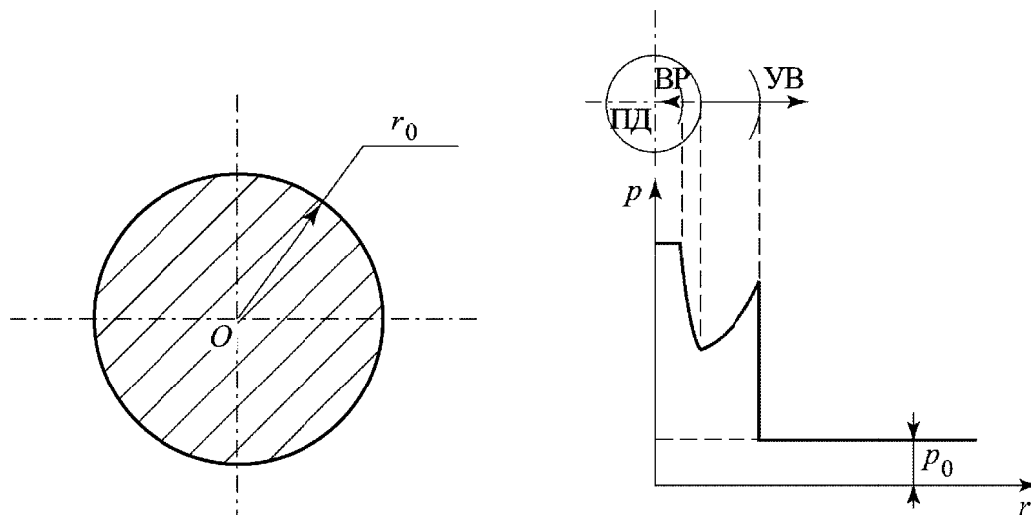
Рушеће дејство експлозије настаје као последица утицаја ударног таласа, насталог услед наглог ширења ПД и деловања на слој материјала уз границу експлозивног пуњења. Често се у разматрањима рушећег дејства подела врши према врсти материјала околине. Пошто се особине материјала околине значајно разликују, у највећем броју литературе се одвојено посматра рушеће дејство у ваздуху, води и земљишту [ФВ; Бал-Мерж; ЕП].

2.4.2. Стварање ударних таласа и рушеће дејство у ваздуху

Приликом краткотрајног и врло интензивног напрезања у свим материјалима (гасовити, течни, чврсти) долази до стварања ударног таласа (УТ). Напрезање мора да превазилази брзину звука у материјалу. Помоћу УТ долази до преношења механичке енергије кроз материјал, у смеру од извора напрезања. У пракси

се наведена појава јавља услед удара чврстих тела (ударача) или гасова (ширење ПД). У теорији разматрају се две врсте УТ: равни и коси [ФВУ, 2006].

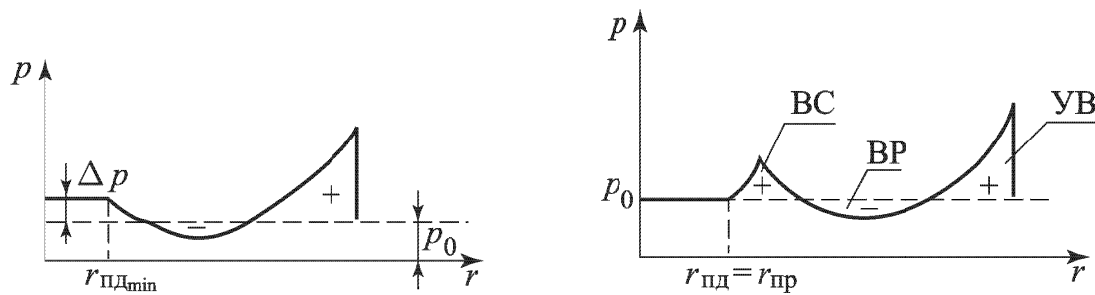
Уколико се посматра експлозивно пуњење сферичног облика без облоге, приказано на слици 2.4. 1, чији је почетни полупречник r_0 . Око пуњења налази се ваздух, чије стање одговара стандардним условима (притисак 1 *bar* и температура 298 K).



Слика 2.4.1. Шематски приказ експлозивног пуњења (лево) и простирања ударног таласа и таласа разређења након детонације (десно)

Иницирање процеса детонације врши се у центру пуњења O . Када детонациони талас (ДТ) достигне границу пуњења и ваздуха, у ваздуху настаје УТ, у чијем фронту је максимални притисак p^+ , док се кроз ПД креће талас разређења (ТР). Услед ширења, притисак ПД се изједначава са притиском околине. У том тренутку ПД заузимају простор сферичног облика, полупречника r_{pr} , чија запремина одговара запремини ПД на стандардним условима.

Настали УТ наставља своје кретање и после одстојања r_{pr} , али више није подржан од стране ПД. Са друге стране, због инерционих сила услед кретања ПД, долази до ширења ПД и преко одстојања r_{pr} . Настаје талас разређења, који упорава даље ширење ПД, зауставља их и затим почиње кретање ПД ка центру O и повећање притиска. Граница ПД поново прелази r_{pr} , након чега се сабијање зауставља и поново започиње ширење ПД. Тада се у ваздуху ствара нови удар, који ствара талас сабијања (ТС). Зависности притиска од растојања у наведеним фазама приказане су на слици 2.4.2.



Слика 2.4.2. Зависности притиска од растојања у тренутку максималног сабијања ПД (лево) и у тренутку поновног ширења ПД до $r_{пр}$ (десно)

На фронту УТ долази до скоковитог пораста притиска, температуре и густине, а иза фронта до струјања средине кроз коју се креће УТ. Настанак УТ је неповратан процес. Ударни талас узрокује пораст ентропије средине кроз коју се шири и његова брзина је увек већа од брзине звука у датој средини. Насупрот томе, звучни талас представља адијабатско изентропско сабијање средине, након чега се молекули враћају у свој првобитни положај. Звучни талас простире се сударањем молекула и његова брзина је једнака брзини звука c . Проласком звучног таласа долази до лонгитудиналних поремећаја честица, али не и до кретања честица ваздуха у смеру његовог простирања. Са повећањем притиска у УТ долази и до повећања брзине кретања УТ, што није случај код звучних таласа.

Приликом свог кретања кроз средину, УТ и ТР врше дејство. Главни параметри УТ су:

- максимални притисак на фронту УТ, Δp_m ,
- дужина фазе натпритиска, τ ,
- релативни импулс апсолутне фазе натпритиска, I (површина између криве натпритиска $p(t)$ и линије притиска околине) и
- време наиласка УТ одређеног интензитета до одређеног одстојања од центра експлозије.

Зависност $p(t)$ могуће је експериментално измерити помоћу давача притиска, постављеног на одређено растојање $r = const$.

Специфични импулс дејства експлозије по јединице површине једнак је:

$$(2.4.1)$$

Већ је речено да простирање УТ кроз ваздух карактеришу позитивна и негативна фаза притиска, тако да се израз 2.4.1 може записати:

$$\begin{aligned} I_s^+ &= \int_{t_1}^{t_2} (p(t) - p_0) dt \\ I_s^- &= \int_{t_2}^{t_3} (p_0 - p(t)) dt \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Зависност притиска од времена може се описати са више различитих врста функција [Kinney 1962, ФВ 2002, ФВУ 2004]. Нарочито је значајно што прецизније описивање прве позитивне фазе, за шта се најпогоднијом и најпрецизнијом показала модификована Фридландерова функција (енг. *Friedlander*):

$$p(t) = p_0 + p_{\max}^+ \left(1 - \frac{t}{t^+} \right) e^{-bt/t^+} \quad (2.4.3)$$

где је b коефицијент, добијен на основу експерименталних података (корелациони параметар). Уврштавањем израза 2.4.4 у 2.4.1 и интеграцијом у интервалу од 0 то t^+ (време трајања прве позитивне фазе натпритиска), добија се израз за специфични импулс:

$$I_s^+ = p_{\max}^+ \cdot t^+ \left[\frac{1}{b} - \left(\frac{1}{b^2} \right) (1 - e^{-b}) \right] \quad (2.4.4)$$

У претходном изразу је занемарен притисак околине због значајно већег натпритиска у простору у близини пуњења.

Постојање облоге око експлозивног пуњења има врло велики утицај на особине насталог УТ. У експерименталним истраживањима забележене су дисконтинуалне вредности зависности $p(t)$, што се објашњава стварањем мањих УТ због надзвучног кретања фрагмената облоге (парчади) и сл. Наведена појава је изражена и на већим удаљеностима од центра експлозије. Разлог је у много већој густини материјала парчади, због чега брзина парчади много спорије опада са одстојањем него код УТ. Највећи број истраживања рушећег дејства експлозије је управо због наведених разлога вршена са пуњењима без облоге или у облогама, чије се постојање може занемарити (мала маса, густина итд.).

Експериментална истраживања из ове области су често веома сложена и захтевају обимно коришћење ресурса. Са друге стране, рачунске методе често укључују велики број различитих утицајних параметара. Због тога се у експерименталној пракси користе различити начини упоређивања експериментално одређених параметара УТ са

основним вредностима параметара УТ. Најшире коришћене методе заснивају се на закону сличности, где се при детонацији различитих количина исте експлозивне материје, истих особина и при истим експерименталним условима на одређеном растојању добијају ударни таласи сличног облика. На основу тога, уводе се појмови скалираних параметара УТ. Најчешће се скалирање врши у циљу предвиђања параметара УТ, насталих експлозијом пуњења велике масе, на основу експериментално одређених параметара УТ за експлозивна пуњења мале масе. Најчешће примењивани закон скалирања развили су у одвојеним истраживањима Хопкинсон (енг. *Hopkinson*) [Хопк. 1917] и Кранц (нем. *Crantz*) [Кранц 1926], где је скалирано растојање Z једнако:

$$Z = x \cdot q^{-1/3} \quad (2.4.5)$$

где су x растојање од центра експлозије, изражено у m , и q маса експлозивног пуњења, изражена у kg . Израз 2.4.5 може се успешно користити за скалирана растојања Z у распону 0,2-198,5 за притисак УТ, одн. 0,2-158,7 за импулс УТ. на основу закона сличности, сматра се да се експлозијом два пуњења различите масе на истом скалираном растојању јавља УТ истих особина. При томе, потребно је да пуњења буду са истом ЕМ, истог облика и да су активирани у истим експерименталним условима. Исти приступ може се користити и у случају да су пуњења са различитим ЕМ али исте масе. У том случају, најчешће се добијене вредности параметара упоређују са референтном ЕМ. У пракси се тротил најчешће користи у улози референтне ЕМ.

Уколико су истраживања спроведена у истим експерименталним условима (маса пуњења, експериментална поставка, мерни системи, особине атмосфере и сл.), тада се маса посматране ЕМ q може изразити преко масе тротила q_{TNT} , за коју је добијено еквивалентно дејство УТ у ваздуху:

$$q = k_{TNT} \cdot q_{TNT} \quad (2.4.6)$$

где је k_{TNT} коефицијент еквиваленције, који се често назива и „еквивалент тротила“, „тротилски еквивалент“ или „ТНТ-еквивалент“.

Параметри сферичног УТ у ваздуху могу се успешно описати одговарајућим изразима, од којих су најпознатије једначине развијене од стране Садовског (рус. М. А. Садовский) [*ФВ, 2002*]:

$$p_{\max}^+ = K_1 \cdot Z^{-1} + K_2 \cdot Z^{-2} + K_3 \cdot Z^{-3} \quad (2.4.7)$$

$$I_s^+ = K_I \cdot q^{2/3} \cdot x^{-1} \quad (2.4.8)$$

$$t^+ = K_t \cdot q^{1/6} \cdot x^{1/2} \quad (2.4.9)$$

У изразима 2.4.7-2.4.9 су p_{max}^+ максимални притисак прве позитивне фазе УТ (максимални натпритисак), изражен у bar ($10^5 Pa$), I_s^+ специфични импулс прве позитивне фазе, у $Pa \cdot s$, t^+ време трајања прве позитивне фазе, у ms , док су K_1 , K_2 , K_3 , K_t и K_t емпиријски коефицијенти, који зависе од врсте ЕМ у пуњењу и експерименталних услова.

Утицај подлоге је врло значајан кдо истраживања рушећег дејства експлозије у ваздуху. Уколико се пуњење налазило на чврстој подлози, долази до стварања полулоптастог УТ. Због тога је у анализи потребно разматрати двоструко већу количину ЕМ, тачније $2 \cdot \eta \cdot q$, при чему је η коефицијент особина подлоге (нпр. 1 за челик, 0,7-0,8 за сабијено земљиште, 0,55-0,6 за воду итд. [ФВ 2002]). Садовски је наведени израз најпре развио за случај експлозивне смеше ТХ50 на основу истраживања у периоду 1935—1950. године. Главно ограничење односио се на велике вредности Z . Каснијим истраживањима [Адушкин 1961] предложене су следеће вредности коефицијената за сферична пуњења са тротилом: $K_1 = 0,85$, $K_2 = 3$, $K_3 = 8$, $K_t = 200$ и $K_t = 1,2$.

Наведени коефицијенти омогућавају поновно одређивање вредности параметара израза (репараметризација), у циљу добијања што мањег одступања резултата. На пример, на основу резултата истраживања [Бајић 2007] за УТ, настале експлозијом пуњења са тротилом масе 0,400 kg , која су се налазила на висини 1 m од подлоге (сабијено земљиште), предложене су следеће вредности коефицијената у изразу 2.4.7: $K_1 = 1,02$, $K_2 = 4,36$, $K_3 = 14$.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА

3.1. Особине коришћених експлозивних материја

У експерименталним истраживањима коришћени су сферични барути различитог састава и димензија барутних зрна. Све врсте СБ произведене су у периоду од децембра 2014. до марта 2015. године у предузећу „Милан Благојевић – Наменска“ из Лучана, Република Србија.

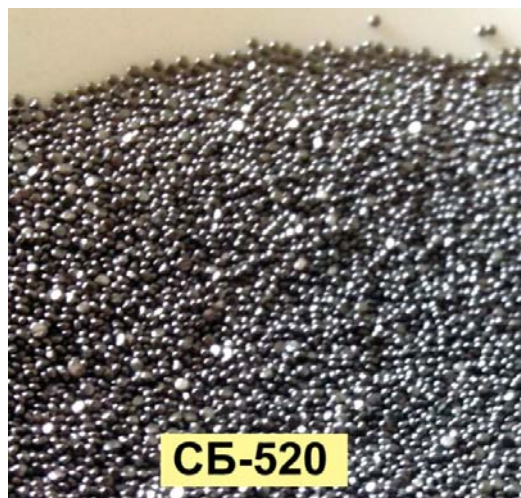
Две врсте сферичних барута, СБ-520 и СБ-412, произведене су у складу са одговарајућим стандардима одбране (СОРС) и користе се за израду барутних пуњења муниције за аутоматске пушке калибра 7,62 *mm*, одн. муниције за пиштоље и аутомате калибра 9 *mm*. За потребе ових истраживања произведене су и две врсте СБ, једнобазни (ЈСБ) и двобазни са 20% нитроглицерина (ДСБ-20). Код ових СБ барутна зрна су сферичног облика, јер је током производње изостављен технолошки поступак ваљања зрна. Поред нитроцелулозе (НЦ) и нитроглицерина (НГЛ), коришћени барути садрже и дифениламин (ДФА), дибутилфталат (ДФБ), калијум нитрат (КН), графит, растварач и влагу. Физичким мешањем ДСБ-20 и ЈСБ у одговарајућем односу добијене су смеше СБ са 15% (ДСБ-15) и 10% нитроглицерина (ДСБ-10). Најзначајније особине коришћених СБ приказане су табелама 3.1.1-3.1.3, а њихов изглед на слици 3.1.1.

Табела 3.1.1. Масени удели компоненти коришћених сферичних барута

Ред. број	Врста барута	Састав [<i>mas. %</i>]								
		азот у НЦ P_N	НЦ P_{NC}	НГЛ P_{NG}	ДФА P_{DPA}	ДФБ P_{DBP}	КН P_{KNO_3}	граф. $P_{C(s)}$	раств. P_{solv}	влага P_{hum}
1.	СБ-520	13,20	81,08	10,36	1,11	5,49	0,10	0,21	0,46	1,19
2.	СБ-412	13,20	79,58	18,70	1,02			0,17		0,53
3.	ДСБ-20	13,20	77,44	20,09	1,09			0,10	0,25	1,03
4.	ДСБ-15	13,20	82,45	15,07	1,12			0,10	0,23	1,03
5.	ДСБ-10	13,20	87,46	10,05	1,14			0,10	0,21	1,04
6.	ЈСБ	13,20	97,49		1,18			0,10	0,18	1,05

Табела 3.1.2. Молски удели компоненти коришћених сферичних барута

Ред. број	Врста барута	Састав [mol.%]							
		НЦ A_{NC}	НГЛ A_{NG}	ДФА A_{DPA}	ДБФ A_{DBP}	КН A_{KNO_3}	граф. $A_{C(s)}$	раств. A_{solv}	влага A_{hum}
1.	СБ-520	61,36	9,76	1,45	4,20		3,73		19,50
2.	СБ-412	68,36	19,91	1,46			3,43		6,84
3.	ДСБ-20	60,97	19,63	1,43			1,85		16,12
4.	ДСБ-15	65,84	14,84	1,49			1,87		15,96
5.	ДСБ-10	70,66	10,01	1,53			1,89		15,91
6.	ЈСБ	80,67		1,62			1,94		15,77



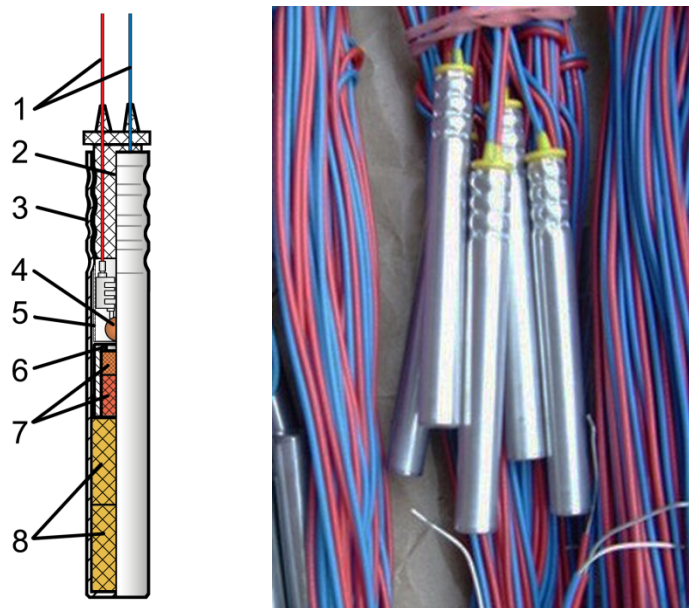
Слика 3.1.1. Изглед коришћених сферичних барута

Табела 3.1.3. Основни подаци о коришћеним барутима

Ред. број	Врста барута	Молекулска маса $M_{SB} [g \cdot mol^{-1}]$	Топлотни потенцијал $Q_{SB} [kJ \cdot kg^{-1}]$	Облик барутних зрна	Просечни пречник барутних зрна $AGD_{SB} [mm]^*$
1.	СБ-520	213,02	3651	округла плочица	0,4953÷0,5716
2.	СБ-412	241,79	4350	округла плочица	0,3429÷0,4191
3.	ДСБ-20	221,77	4668	сфера	0,4953÷0,5715
4.	ДСБ-15	224,68	4505	сфера	0,4953÷0,5715
5.	ДСБ-10	227,36	4342	сфера	0,4953÷0,5715
6.	ЈСБ	232,92	4015	сфера	0,4953÷0,5715

* референца [МБЛ, 2015]

За иницирање процеса детонације у пуњењима коришћене су електричне детонаторске каписле ЕК-40-63 и ЕК-40-69 (слика 3.1.2) са појачницима детонације од пластичног експлозива са пентритом. Наведене каписле су врло сличне конструкције, тако да се за потребе ових истраживања може сматрати да имају исте особине.



Слика 3.1.2. Пресек (лево) и спољни изглед електричне детонаторске каписле ЕК-40-69:

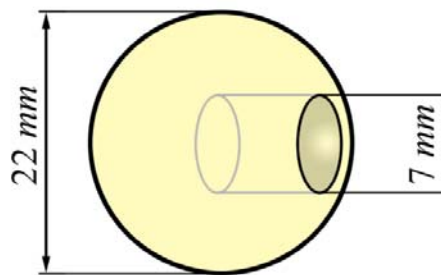
1 – електрични проводници; 2 – заптивач; 3 – тело каписле; 4 – електрична запаљива главица; 5 – навлака; 6 – покривка; 7 – иницијално (примарно) експлозивно пуњење; 8 – бризантно (секундарно) експлозивно пуњење.

За израду појачника детонације коришћен је пластични експлозив, који се састоји од око 85% пентрита (пентаеритритол тетранитрат; П) и 15% полиуретанског

везива (ПУ), скраћене ознаке ПЕ-П85. Пошто масени удели компоненти ПЕ-П85 могу варирати у границама $\pm 2\%$ [СОРС 6575/97], у свим истраживањима коришћен је искључиво пластични експлозив из једне серије, ПИГ 8706 (слика 3.1.3 лево).

Сви коришћени појачници детонације имали су сферичан облик. У истраживањима су претежно коришћени појачници масе 8 g, чије димензије су приказане на слици 3.1.3 десно. За иницирање детонације у пуњењима са ЈСБ коришћени су појачници масе 12 g. Појачници масе 15 g коришћени су искључиво у експерименталним истраживањима ударног таласа у ваздуху (поглавље 3.6). Електричне детонаторске каписле постављане су у унутрашњост појачника, тако да дно каписле достиже половину пречника појачника.

Брзина детонације ПЕ-П85 одређена је експериментално, коришћењем мерног система са два електроконтактна давача, РЦК и осцилоскопом, детаљније описаним у поглављу 3.2.



Слика 3.1.3. Спољни изглед пластичног експлозива (лево) и шематски приказ појачника од ПЕ-П85 масе 8 g (десно)

Израђено је експлозивно пуњење цилиндричног облика, пречника 22 mm и дужине 350 mm. Одстојање између два електроконтактна давача измерено је са прецизношћу 0,1 mm и износило је 180,9 mm. Иницирање пуњења извршено је помоћу електричне детонаторске каписле ЕК-40-63, која је била постављена на 100 mm од првог давача.

Измерено време проласка ДТ између два давача износи 22,934 μs , на основу које је израчуната брзина детонације:

$$D = \frac{l}{t} = \frac{180,9mm}{22,934\mu s} = 7888m \cdot s^{-1} \quad (3.1.1)$$

3.2. Одређивање брзине детонације на различитим одстојањима од места иницирања

Вршена су експериментална истраживања развоја процеса детонације кроз експлозивна пуњења са барутима. У том циљу, вршена су мерења брзине детонације на различитим одстојањима од места иницирања. Добијени резултати омогућавају следеће:

1. утврђивање граничног растојања од места иницирања, након којег се брзина детонације значајно не мења;
2. познавање граничног растојања је неопходно за планирање и реализацију наредних планираних истраживања детонације сферичних баруте (нпр. зависност брзине детонације од пречника, густине пуњења итд.);
3. утврђивање зависности параметара развоја детонације од хемијског састава барута;

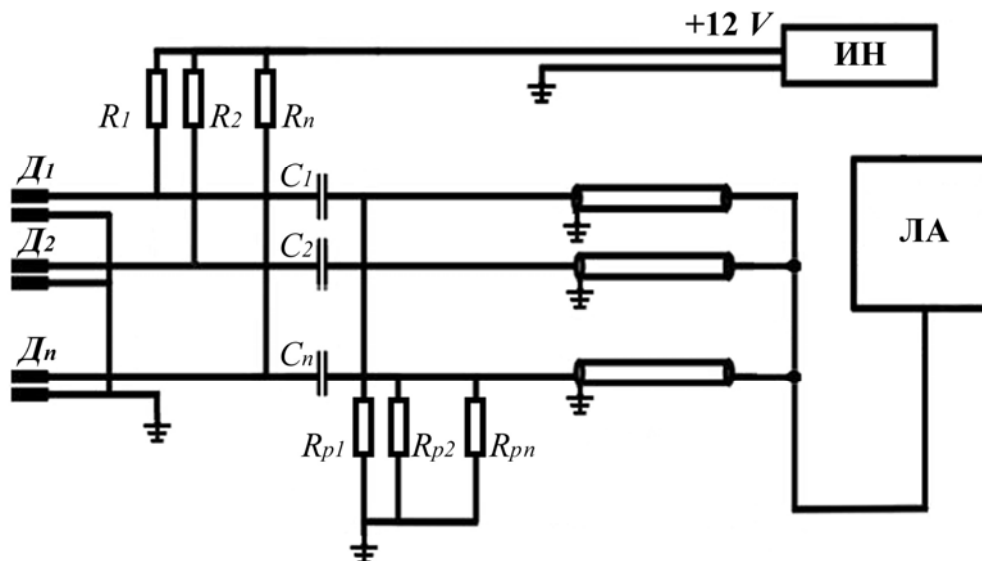
Подаци о пуњењима налазе се у табели 3.2.1.

Табела 3.2.1. Подаци о пуњењима, коришћеним у експерименталном одређивању зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања

Редни број експеримента	Врста барута	Врста облоге	Маса пуњења $m_{SB} [kg]$	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$
1.	СБ-520	папир	0,601	1,020
2.	ДСБ-20		0,572	0,971
3.	СБ-412		0,280	0,475
4.	ДСБ-10		0,636	1,080
5.	СБ-412	ПВЦ	0,279	0,474
6.	ДСБ-15		0,584	0,992
7.	ДСБ-10		0,578	0,981
8.	ДСБ-15		0,585	0,993
9.	СБ-520		0,614	1,043
10.	ДСБ-20		0,566	1,000

Коришћена су експлозивна пуњења пречника 50 *mm* и дужине 300 *mm*, са две врсте облога, од папира дебљине 0,3 *mm* и поливинилхлорида дебљине 2 *mm* (ПВЦ). Лаборација пуњења вршена је слободним насипањем барута. За иницирање детонације коришћена је електрична детонаторска каписла ЕК-40-63 са појачником детонације сферичног облика од 8 g ПЕ-П.

Мерење времена између два суседна електроконтактна давача вршено је помоћу мерног система са RC -колом (РЦК) и осцилоскопом *Tektronix MSO 2022B*, који је био у функцији логичког анализатора (слика 3.2.1).

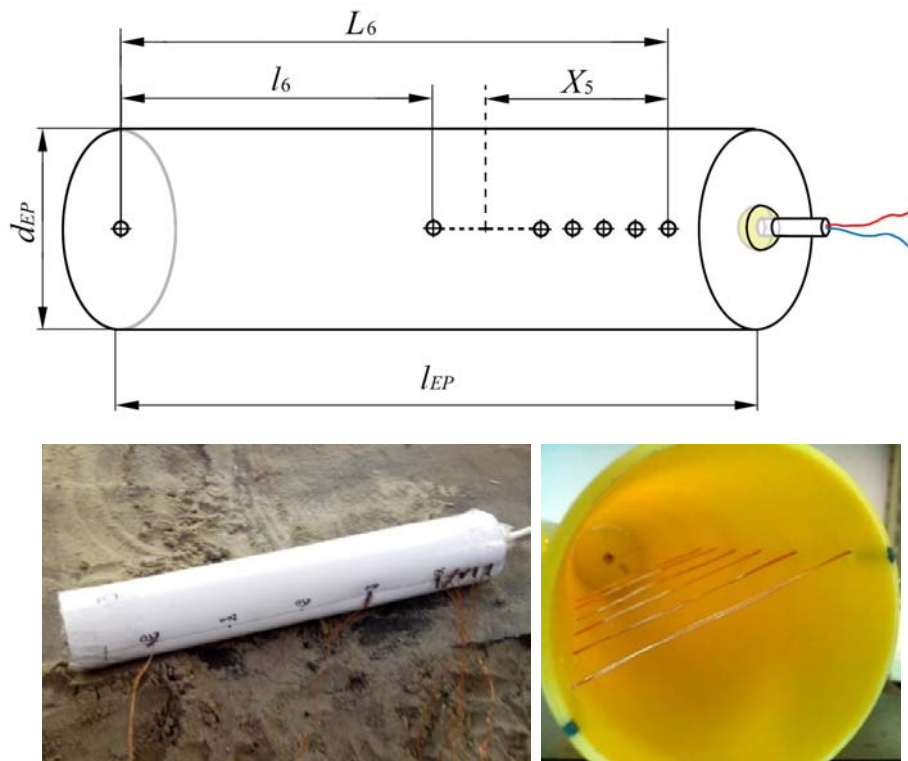


Слика 3.2.1. Шематски приказ РЦК са n електроконтактних давача (горе) и изглед осцилоскопа *Tektronix MSO 2022B* (доле):

Д – давач; ИН – извор напајања електричном енергијом; ЛА – логички анализатор; $R = 270\text{ k}\Omega$, $C = 0,1\text{ }\mu\text{F}$, $R_p = 10\text{ k}\Omega$.

Електроконтактни давачи израђени су од пара двослојно лакираних танких бакарних проводника пречника $0,3\text{ mm}$, одн. укупна дебљина једног давача износила је $0,6\text{ mm}$. Жице су међусобно упредене, при чему лак спречава међусобни електрични контакт проводника (отпорност изолације реда $100\text{ M}\Omega$). Давачи су поступком лемљења причвршћени за одговарајући утикач, који се пре експеримента спаја са утичницом мерног система. Давачи су постављени у експлозивно пуњење на одређена одстојања. Сваки појединачни давач је провучен кроз два отвора, која су израђена на

радијално супротним крајевима облоге, након чега је извршено његово затезање и причвршћивање. На тај начин, давачи су пролазили кроз средишњу уздужну осу пуњења, где се очекује наилазак предњег дела ДТ. Тиме је грешка мерења због утицаја закривљења ДТ сведена на најмању могућу меру. При сваком експерименту коришћено је укупно седам давача, од којих је један био постављен на 10 *mm* од основе цилиндричног пуњења и био у функцији одређивања почетног тренутка мерења (тзв. „СТАРТ“). Експлозивна пуњења, коришћена у овим истраживањима, приказана су на слици 3.2.2.



Слика 3.2.2. Шематски приказ димензија експлозивног пуњења (горе), изглед припремљеног експлозивног пуњења у папирној облози (доле лево) и облоге од ПВЦ са постављеним давачима (доле десно), коришћених у истраживањима развоја процеса детонације кроз експлозивно пуњење

Појачник детонације је увек постављан уз први давач. Остали давачи постављени су у истој равни на одређеним одстојањима l_i дуж пуњења. Код пуњења са облогом од папира давачи су се налазили на одстојању приближно 10, 20, 30, 40, 100 и 250 *mm* од давача „СТАРТ“. У случају пуњења са облогом од ПВЦ, наведена одстојања била су 20, 40, 60, 80, 100 и 250 *mm*. Облоге пуњења од ПВЦ показале су се значајно погоднијим за ова истраживања у односу на папирне, јер обезбеђују прецизније постављање давача. Након припреме пуњења за реализацију експеримента, сва

одстојања су прецизно измерена у циљу постизања што веће тачности. Мерења свих дужина вршено је са прецизношћу $0,1 \text{ mm}$.

Укључивањем мерног система долази до пуњења кондензатора и појаве електричног напона на крајевима електроконтактних давача. Услед наиласка детонационог таласа до електроконтактних давача долази до електричног спајања два проводника, услед чега се у РЦК празни кондензатор, што се на осцилоскопу тренутно детектује у облику пада напона. Затим је са добијеног осцилограма очитано време наиласка ДТ до давача τ_i , које представља разлику времена од сигнала са 1. давача до сигнала посматраног давача. Прецизност мерења времена одређено је прецизношћу коришћеног осцилоскопа, у овом случају 5 ns . Добијени резултати приказани су у табели 3.2.2.

Табела 3.2.2. Експериментални резултати простирања процеса детонације кроз експлозивно пуњење

Редни број експеримента	Врста барута	Редни број давача, i	Одстојање давача од места иницирања, $L_i [\text{mm}]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu\text{s}]$
1.	СБ-520	1.	3,9	0,651
		2.	13,4	2,732
		3.	23,6	5,011
		4.	33,4	7,139
		5.	82,7	16,828
		6.	232,8	45,376
2.	ДСБ-20	1.	5,8	0,971
		2.	15,4	3,462
		3.	25,8	6,278
		4.	36,4	8,450
		5.	85,8	18,079
		6.	235,4	46,936
3.	СБ-412	1.	9,9	1,882
		2.	19,5	4,865
		3.	29,2	7,792
		4.	39,0	10,796
		5.	88,9	25,938
		6.	239,1	69,244

Табела 3.2.2. Експериментални резултати простирања процеса детонације кроз експлозивно пуњење (наставак)

Редни број експеримента	Врста барута	Редни број давача, i	Одстојање давача од места иницирања, $L_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$
4.	ДСБ-10	1.	10,2	1,813
		2.	20,1	4,345
		3.	29,8	6,630
		4.	40,4	8,901
		5.	90,0	18,837
		6.	139,6	28,766
5.	СБ-412	1.	20,0	5,137
		2.	40,0	11,336
		3.	60,0	17,563
		4.	80,0	23,565
		5.	100,0	29,846
		6.	250,0	73,561
6.	ДСБ-15	1.	20,0	4,029
		2.	40,0	8,316
		3.	60,0	12,488
		4.	80,0	16,382
		5.	100,0	20,472
		6.	250,0	49,343
7.	ДСБ-10	1.	20,0	4,138
		2.	40,0	8,889
		3.	60,0	13,339
		4.	80,0	17,568
		5.	100,0	21,810
		6.	250,0	52,361
8.	ДСБ-15	1.	20,0	4,449
		2.	40,0	8,913
		3.	60,0	13,138
		4.	80,0	17,118
		5.	100,0	21,145
		6.	250,0	50,318

Табела 3.2.2. Експериментални резултати простирања процеса детонације кроз експлозивно пуњење (наставак)

Редни број експеримента	Врста барута	Редни број давача, i	Одстојање давача од места иницирања, $L_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$
9.	СБ-520	1.	20,0	3,940
		2.	40,0	8,012
		3.	60,0	11,934
		4.	80,0	15,766
		5.	100,0	19,703
		6.	250,0	48,338
10.	ДСБ-20	1.	20,0	3,334
		2.	40,0	7,556
		3.	60,0	11,772
		4.	80,0	15,722
		5.	100,0	19,554
		6.	250,0	48,530

3.3. Одређивање брзине детонације у пуњењима различитих пречника

Пречник пуњења има значајан утицај на процес детонације. Брзина детонације директно зависи од особина процеса детонације. Поред тога, постоји велики број експерименталних метода одређивања брзине детонације, које су економичне, веома поуздане и прецизне. Наведено није случај за остале параметре детонације, као што су притисак, температура или масена брзина продуката детонације, чије експериментално одређивање је повезано са многобројним слабостима (мала тачност, сложена експериментална поставка, скупи и недоступни уређаји, инсталације итд.). Управо због тога се велики број експерименталних истраживања претежно спроводе у циљу одређивања зависности брзине детонације од пречника пуњења.

Коришћене су две експерименталне методе у циљу истраживања зависности процеса детонације од пречника пуњења:

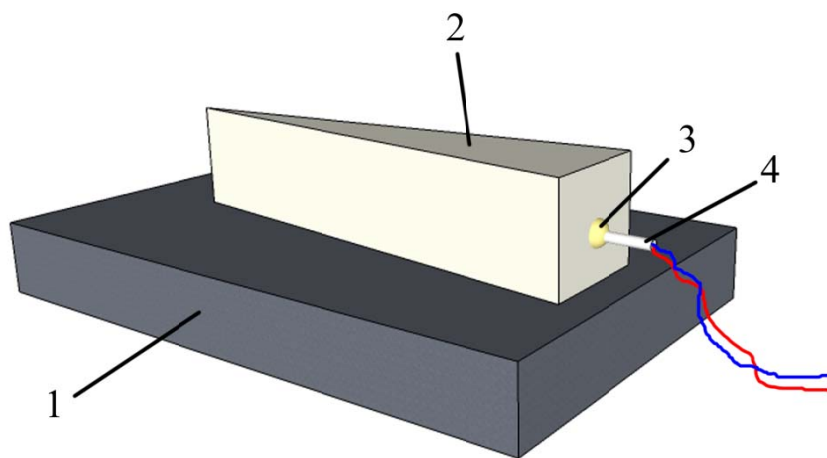
1. одређивање критичних димензија пуњења клинастог облика и
2. мерење брзине детонације у цилиндричним пуњењима различитог пречника.

Наведене методе су изабране због доступности, ниске цене и задовољавајуће тачности резултата. Наведена истраживања реализована су у периоду од јуна до септембра 2015. године на полигону за уништавање убојних средстава Техничког ремонтног завода у Крагујевцу.

3.3.1. Одређивање критичних димензија пуњења клинастог облика

Критични пречник представља најмању димензију пуњења, за коју је процес детонације самостално подржан. Уколико су димензије пуњења мање од критичне, процес престаје да се простире кроз пуњење. Наведена појава користи се у експерименталним методама одређивања критичних димензија пуњења [ФВ, 2002]. Методе, описане у доступној литератури, користе наведену појаву, тако што се иницира детонација у пуњењима, чији се пречник мења са дужином. Место иницирања је увек са стране највећих димензија пуњења. Најчешће се у таквим експериментима користе пуњења клинастог, конусног или степенастог цилиндричног облика.

За потребе овог рада, коришћена су пуњења клинастог облика у циљу приближног одређивања величине критичног пречника и планирања наредних експеримената (слика 3.3.1). Облога је израђена од папира и самолепљиве траке. Димензије пуњења су $240 \times 60 \times 60 \text{ mm}$.



Слика 3.3.1. Приказ експерименталне поставке одређивања критичног пречника пуњења клинастог облика:

1 – челична плоча (сведок); 2 – пуњење; 3 – појачник детонације; 4 – електрична детонаторска каписла.

Иницирање је вршено детонаторском капислом ЕК-40-69 са сферичним појачником детонације од 8 g пластичног експлозива са пентритом (ПЕ-П). Изузетак је пуњење са једнобазним сферичним барутом (ЈСБ), где је појачник масе 12 g, одређен на основу резултата експерименталних истраживања детонабилности. Појачник детонације (3) постављен је на средини основе клинастог пуњења, тако да се половина појачника детонације налази у пуњењу. Изабрана врста облоге и начин иницирања коришћени су и у највећем броју осталих експеримената, што доприноси уједначености експерименталних услова. Пуњења су постављена на челичну плочу дебљине 60 mm.

Услед активирања иницијалног средства врши се иницирање процеса детонације у пуњењу. Детонациони талас се простире дуж пуњења, од основе ка врху клина. На тај начин долази до смањивања димензија пуњења и до гашења процеса, када се постигне критична вредност. Пошто се пуњење налази у контакту са челичном плочом, продукти детонације врше директно разорно дејство на горњу површину плоче. На тај начин се након експлозије могу уочити оштећени делови површине плоче. Површина плоче испод дела пуњења, које није детонирало, је након експлозије потпуно неоштећена. На плочи се затим измери дужина дела пуњења, које је детонирало l_d . На основу познатих димензија пуњења, једноставно се одређује критични пречник пуњења d_{kr} на основу дужине дела пуњења без детонације l_{bd} , одн. $d_{kr} = 0,25 \cdot (240 - l_d)$. Овакав начин изабран је због закривљености детонационог таласа у тренутку гашења процеса детонације, због чега су измерене две вредности: на средини (l_d') и крају пуњења (l_d''). За величину критичног пречника узета је вредност l_d'' . Фотографије пуњења са барутом ДСБ-10 приказане су на слици 3.3.2.



Слика 3.3.2. Изглед клинастог пуњења са ДСБ-10 пре активирања (лево) и приказ одређивања критичног пречника на основу оштећења плоче (десно)

Резултати наведених експеримената приказани су у табели 3.3.1. Резултати су показали да су очекивани критични пречници за све двобазне сферичне баруте око 10-20 *mm*. У случају једнобазног барута, показало се да је очекивани критични пречник већи од 60 *mm*.

Читава поставка експеримента има одређене недостатке, због чега не обезбеђује велику тачност резултата. На пример, материјал облоге је савитљив, тако да за облике пуњења са равним странама не обезбеђује предвиђени облик пуњења. Добијене вредности критичних димензија су због тога сигурно мање од реалних, јер су сва пуњења шири за неколико милиметара у свом средишњем делу.

Табела 3.3.1. Експериментално одређене вредности критичног пречника пуњења помоћу пуњења клинастог облика

Редни број	Врста барута	l_d' [mm]	l_d'' [mm]	d_{kr} [mm]
1.	СБ-520	195	192	12
2.	СБ-412	153	150	22,5
3.	ДСБ-20	193	190	12,5
4.		190	192	12
5.	ДСБ-15	198	200	10
6.	ДСБ-10	86	80	20
7.	ЈСБ	-	-	> 60

Јасно је и да су експериментални услови другачији, првенствено због другачијег облика пуњења у односу на цилиндричан. Због тога су све добијене вредности информативне, али имају велики значај у планирању даљих експеримената у циљу смањења неуспешних иницирања детонације.

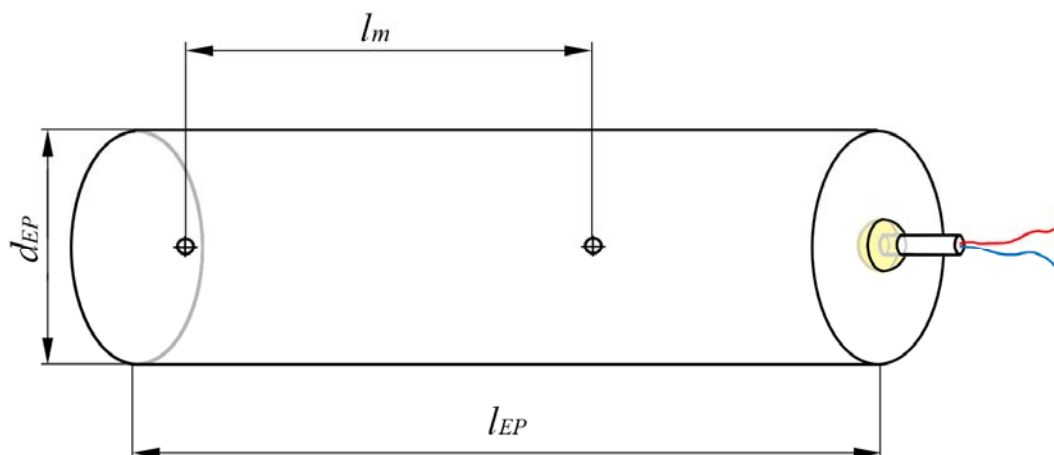
3.3.2. Мерење брзине детонације у цилиндричним пуњењима различитог пречника

Вршена су експериментална мерења брзине детонације цилиндричних пуњења различитих пречника. Истраживања су испланирана на основу резултата претходно спроведених истраживања способности иницирања процеса детонације (поглавље 3.1) и развоја процеса детонације (поглавље 3.2) у цилиндричним пуњењима са разматраним сферичним барутима. Поред тога, добијени резултати одређивања критичног пречника детонације у пуњењима клинастог облика (поглавље 3.3.1)

представљали су оквирне вредности најмањих пречника цилиндричних пуњења у овим истраживањима. Међутим, тако добијени резултати били су значајни за детаљно планирање даљих експеримената, првенствено у циљу рационализације утrophка сферичних барута.

У складу са наведеним, сва истраживања спроведена су са пуњењима следећих особина (слика 3.3.3):

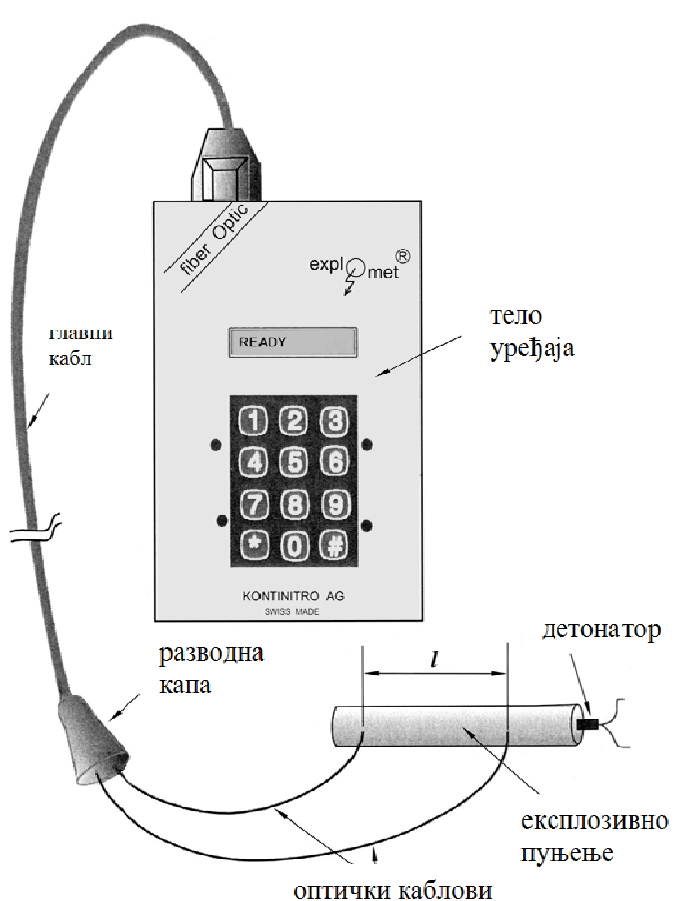
- сва пуњења била су цилиндричног облика, чија је дужина l_{EP} износила 400 *mm*;
- облоге пуњења израђене су од папира дебљине 0,3 *mm* и самолепљиве полимерне траке дебљине 0,07 *mm*;
- лабораторија пуњења вршена је слободним насипањем барута, до постизања одређене густине;
- мерна места налазила су се на 150 и 350 *mm* од детонаторске каписле, одн. дужина мерења l_m износила је 200 *mm*;
- оптички каблови су постављани на мерна места тако, да им се врх (оптичко језгро пречника 1 *mm*) налази у централној уздужној оси пуњења;
- иницирање детонације вршено је од средине основе цилиндричног пуњења помоћу електричне детонаторске каписле ЕК-40-69 и појачника детонације од 8 g ПЕ-П85, осим код пуњења са ЈСБ, где су појачници били масе 12 g.



Слика 3.3.3. Шематски приказ пуњења цилиндричног облика

На тај начин, постигнуто је да се мерење брзине детонације врши у делу пуњења, где се оправдано очекује стационаран карактер процеса детонације. Посебна пажња усмерена је на прецизно постављање оптичких влакана у мерна места, тако да је утицај закривљености детонационог таласа сведен на најмању могућу меру. Приликом припреме пуњења, пажња је усмерена на добијање што је могуће уједначенијих густина пуњења. Сва мерења дужина вршена су са тачношћу 1 mm , осим у случају пречника, где је тачност мерења била $0,3\text{ mm}$. Маса су измерене са тачношћу 1 g . Густине пуњења одређене су рачунским путем, на основу запремине цилиндра измерених димензија и разлике у маси лаборисаног пуњења и масе облоге.

Одређивање брзине детонације вршено је помоћу уређаја *Explomet-FO* (слика 3.3.4). Уређај је електронски бројач времена, који врши мерење протеклог времена од тренутака осветљавања оптичких давача „СТАРТ“ и „СТОП“, који се налазе у телу уређаја. На местима оптичких давача налазе се утичнице за постављање оптичких каблова, чији супротни крајеви се пре експеримента постављају на одређена мерна места у пуњењу.



Слика 3.3.4. Шематски приказ мерења брзине детонације помоћу уређаја са оптичким кабовима *Explomet-FO* [Димитријевић, 2006]

Уређај је постављен у заклон, док су оптички каблови спроведени до места за активирање експлозивног пуњења. Након укључивања уређаја, растојање између мерних места l_m је измерено и помоћу тастатуре уписано у меморију уређаја. Услед активирања иницијалног средства и иницирања детонације у пуњењу, наиласком детонационог таласа до оптичког кабла долази до појаве врло интензивног светлосног зрачења. Оптичким језгром се светлосни сигнал спроводи до давача у уређају, где се региструје. Уређај омогућава мерење наведеног временског интервала са тачношћу $0,1 \mu s$. Добијене вредности брзине детонације заокружене су на $1 m \cdot s^{-1}$. Добијени експериментални резултати приказани су у табели 3.3.2.

У циљу одређивања укупне прецизности мерења, анализирана је укупна мерна несигурност, која представља међусобна одступања вредности, које се могу сматрати могућим резултатима мерења [ЈЦГМ 104, 2009]. За највеће могуће одступање резултата мерења дужине l_m (199-201 mm) и времена ($\pm 0,1 \mu s$) израчунају се брзине детонације D . Разлика између најмање и највеће могуће вредности D представља мерну несигурност. На основу тога, мерна несигурност брзине детонације током наведених експеримената износила је $\pm 0,59-0,81\%$.

Табела 3.3.2. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различитог пречника

Редни број	Врста барута	Пречник пуњења, $d [mm]$	Почетна густина пуњења, $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Време проласка ДТ, $t [\mu s]$	Брзина детонације, $D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	Мерна несигурност, [%]
1.	СБ-520	20	0,955	-	-	-
2.		25	1,001	43,0	4651	0,73
3.		25	0,960	42,9	4662	0,73
4.		30	0,990	38,9	5141	0,75
5.		35	1,007	38,5	5194	0,74
6.		35	0,992	40,0	5000	0,75
7.		40	1,007	38,5	5194	0,74
8.		50	0,985	38,7	5167	0,74
9.		50	1,020	39,0	5130	0,80

Табела 3.3.2. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различитог пречника (наставкак)

Редни број	Врста барута	Пречник пуњења, $d [mm]$	Почетна густина пуњења, $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Време проласка ДТ, $t [\mu s]$	Брзина детонације, $D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	Мерна несигурност, [%]
10.	СБ-412	20	0,473	-	-	-
11.		20	0,464	64,1	3120	0,65
12.		25	0,477	60,8	3292	0,74
13.		25	0,501	60,7	3294	0,64
14.		30	0,465	58,1	3442	0,66
15.		35	0,469	57,9	3454	0,66
16.		35	0,478	57,6	3472	0,67
17.		35	0,475	57,7	3466	0,67
18.		40	0,468	58,4	3424	0,65
19.		40	0,509	57,5	3478	0,67
20.		50	0,475	57,7	3468	0,73
21.		50	0,474	58,3	3431	0,69
22.	ДСБ-20	20	0,909	-	-	-
23.		20	0,909	-	-	-
24.		25	0,896	44,6	4484	0,72
25.		30	0,958	40,8	4901	0,72
26.		35	0,986	38,8	5154	0,74
27.		35	0,974	40,0	5000	0,75
28.		40	0,980	39,2	5102	0,75
29.		50	0,984	38,5	5194	0,74
30.		50	0,971	38,7	5168	0,76
31.	ДСБ-15	20	0,891	-	-	-
32.		20	0,921	-	-	-
33.		25	0,925	55,2	3623	0,67
34.		30	0,970	41,3	4842	0,73
35.		35	0,977	40,7	4914	0,74
36.		40	0,969	40,5	4938	0,74
37.		50	0,985	38,2	5235	0,75
38.		50	0,992	38,5	5195	0,77

Табела 3.3.2. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различитог пречника (наставка)

Редни број	Врста барута	Пречник пуњења, $d [mm]$	Почетна густина пуњења, $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Време проласка ДТ, $t [\mu s]$	Брзина детонације, $D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	Мерна несигурност, [%]
39.	ДСБ-10	20	0,909	-	-	-
40.		25	0,978	-	-	-
41.		30	0,958	-	-	-
42.		35	0,965	40,8	4901	0,72
43.		40	0,982	40,7	4914	0,74
44.		45	0,968	40,5	4938	0,74
45.		45	0,981	40,3	4962	0,73
46.		50	0,985	40,4	4950	0,74
47.		50	0,997	40,0	5000	0,75
48.		50	0,981	39,4	5076	0,75
49.		60	0,986	39,3	5089	0,75
50.	ЈСБ	40	0,982	-	-	-
51.		50	0,988	-	-	-
52.		60	0,994	-	-	-
53.		65	0,993	40,7	4914	0,74
54.		65	1,003	40,4	4950	0,74
55.		70	0,997	39,5	5063	0,75
56.		75	0,995	39,5	5063	0,75
57.		80	1,028	39,2	5102	0,75
58.		85	1,001	39,6	5051	0,76
59.		90	1,012	39,1	5115	0,75

3.4. Одређивање брзине детонације у цилиндричним пуњењима различитих почетних густина

Многим истраживањима утврђена је врло значајна зависност брзине детонације од почетне густине пуњења. Коришћена је експериментална метода мерења времена проласка ДТ кроз пуњење познате дужине помоћу уређаја *Explomet-FO*. Експериментални услови били исти као код истраживања зависности брзине детонације од пречника пуњења (поглавље 3.3). На основу добијеног времена је одређена брзина

детонације. Коришћена су цилиндрична пуњења пречника 50 mm са свим врстама двобазних сферичних барута.

Лаборација пуњења вршена је слободним насипањем и, према потреби, ручним сабијањем сферичног барута у циљу постизања што већег распона различитих густина пуњења. Због структуре и димензија зрна, наведеним начином лабораторије остварене су почетне густине у распону до највише $0,100 \text{ kg}\cdot\text{dm}^{-3}$. Експерименти су реализовани у периоду од јула до септембра 2015. године на полигону за уништавање убојних средстава Техничког ремонтног завода у Крагујевцу. Добијени експериментални резултати приказани су у табели 3.4.1.

Табела 3.4.1. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различите почетне густине

Редни број	Врста барута	Почетна густина пуњења $\rho_0 [\text{kg}\cdot\text{dm}^{-3}]$	Време проласка ДТ $t [\mu\text{s}]$	Брзина детонације $D_{\text{exp}} [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$	Мерна несигурност [%]
1.	СБ-520	0,985	38,7	5167	0,74
2.		1,020	39,0	5130	0,80
3.		1,035	38,4	5208	0,75
4.		1,043	38,2	5238	0,81
5.		1,055	37,9	5277	0,76
6.		1,057	39,1	5115	0,75
7.	СБ-412	0,474	58,3	3431	0,69
8.		0,475	57,7	3468	0,73
9.		0,485	58,5	3418	0,65
10.		0,492	58,4	3422	0,59
11.		0,506	58,1	3442	0,66
12.		0,509	59,0	3389	0,64
13.		0,514	58,5	3418	0,65
14.	ДСБ-20	0,971	38,7	5168	0,76
15.		0,984	38,5	5194	0,74
16.		0,989	38,4	5208	0,75
17.		1,000	38,6	5177	0,67
18.		1,017	38,3	5221	0,74

Табела 3.4.1. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различите почетне густине (наставак)

Редни број	Врста барута	Почетна густина пуњења ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Време проласка ДТ t [μ s]	Брзина детонације D_{exp} [m·s ⁻¹]	Мерна несигурност [%]
19.	ДСБ-15	0,985	38,2	5235	0,75
20.		0,992	38,5	5195	0,77
21.		0,993	38,9	5142	0,76
22.		1,013	37,9	5277	0,76
23.		1,024	39,3	5089	0,75
24.	ДСБ-10	0,981	39,4	5076	0,75
25.		0,985	40,4	4950	0,74
26.		0,997	40,0	5000	0,75
27.		1,013	39,1	5115	0,75
28.		1,019	40,2	4975	0,74
29.		1,080	39,2	5098	0,68

3.5. Одређивање облика детонационог таласа у пуњењима са сферичним барутима

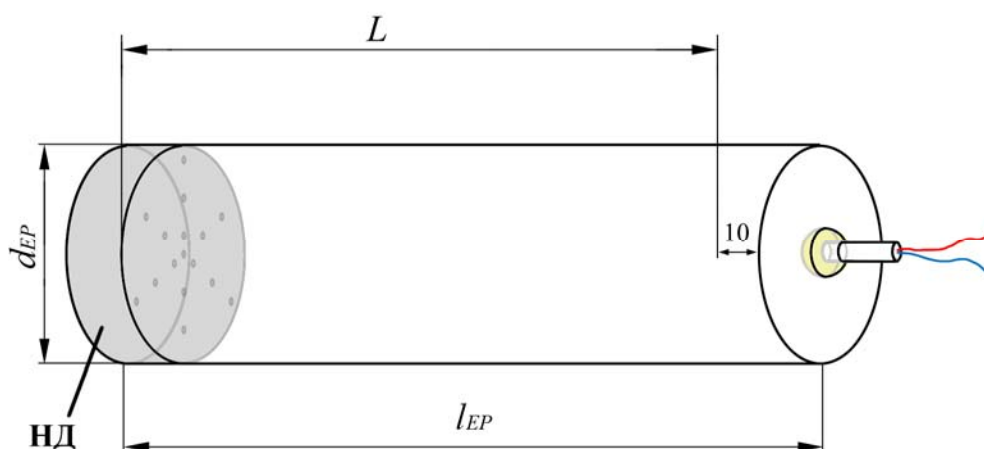
У теоријским разматрањима указано је на значајан утицај закривљености детонационог таласа (ДТ) на особине процеса детонације у експлозивним пуњењима. Облик ДТ могуће је одредити помоћу савремених експерименталних метода. За потребе ових истраживања коришћена је метода одређивања времена наилаaska ДТ до скупа јонизационих давача, постављених на чеonoј страни пуњења. У пуњењу се налази хомогена физичка смеша барутних зрнаца и ваздуха, тако да се претпоставља природно простирање ДТ кроз пуњење. Другим речима, сматра се да не долази до принудног преобликовања ДТ услед постојања нехомогености у структури пуњења. У складу са тим, очекује се да, током свог простирања, део ДТ у централној оси пуњења предњачи у односу на делове ДТ у близини спољашње стране пуњења.

У експериментима одређивања облика детонационог таласа коришћена су пуњења са пет различитих сферичних барута (табела 3.5.1). Наведена истраживања реализована су у периоду од децембра 2015. до марта 2016. године на полигону Војнотехничког института (ВТИ) у Баричу.

Табела 3.5.1. Особине пуњења, коришћених за експериментално одређивање облика детонационог таласа

Редни број	Врста барута	Маса пуњења, m_{SB} [kg]	Дужина пуњења, l_{EP} [mm]	Запремина пуњења V_{EP} [dm ³]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]
1.	СБ-520	0,367	185	0,363	1,009
2.	СБ-412	0,176			0,486
3.	ДСБ-20	0,359			0,989
4.	ДСБ-15	0,359			0,989
5.	ДСБ-10	0,359			0,989
6.	СБ-520	0,202	100	0,196	1,029
7.	СБ-412	0,100			0,509
8.	ДСБ-20	0,198			1,008
9.	ДСБ-15	0,197			1,003
10.	ДСБ-10	0,198			1,008

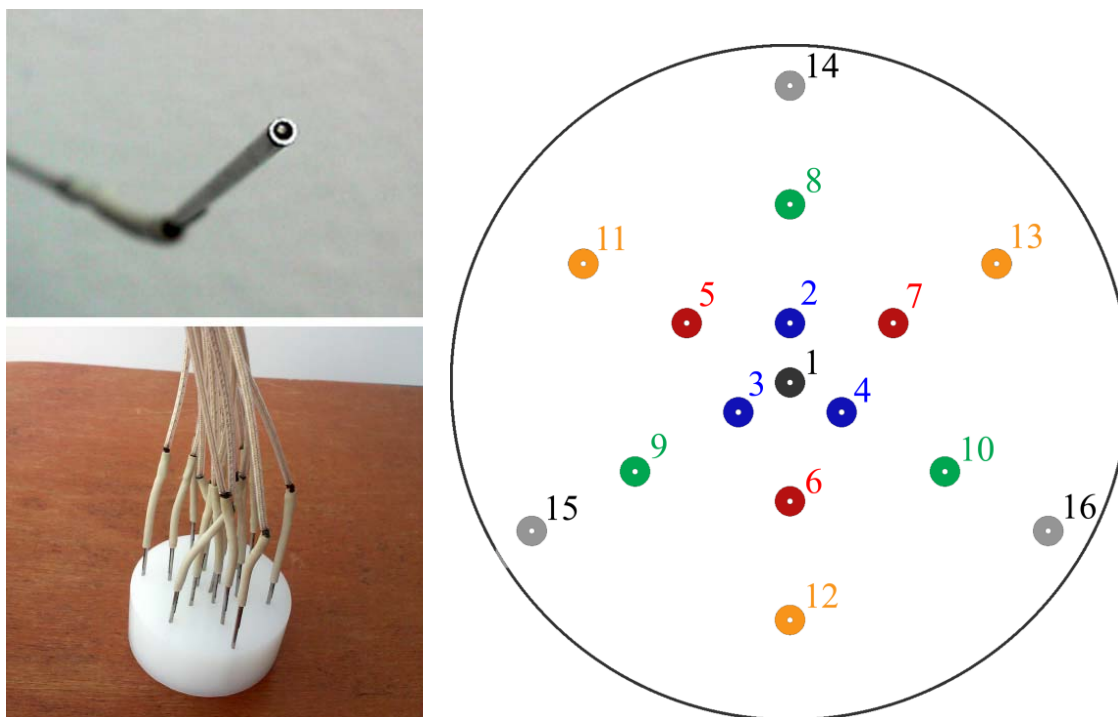
Коришћена су пуњења цилиндричног облика, чији је пречник d_{EP} 50 mm и дужина l_{EP} 100 или 185 mm. Облоге пуњења израђене су од папира дебљине 0,3 mm и самолепљиве полимерне траке, дебљине до 0,07 mm. Може се сматрати да наведена облога не утиче на процес детонације. Иницирање детонације у пуњењима вршено је помоћу електричних детонаторских каписли ЕК-40-69 са сферичним појачницима детонације од 8 g ПЕ-П85 (пречника 2,2 mm). Појачници детонације постављени су у експлозивно пуњење до дубине 10 mm, чиме је постигнуто да су одстојања L од места иницирања до носача са давачима износили 175 и 90 mm (слика 3.5.1).



Слика 3.5.1. Шематски приказ експлозивног пуњења за експериментално одређивање облика детонационог таласа

Наведена одстојања изабрана су у складу са експерименталном поставком код одређивања брзине детонације на различитим одстојањима од места иницирања (поглавље 3.2). На овај начин, омогућено је добијање вредности закривљености ДТ на одстојањима, за које је раније одређена брзина детонације. Дужине су измерене са прецизношћу $0,1\text{ mm}$.

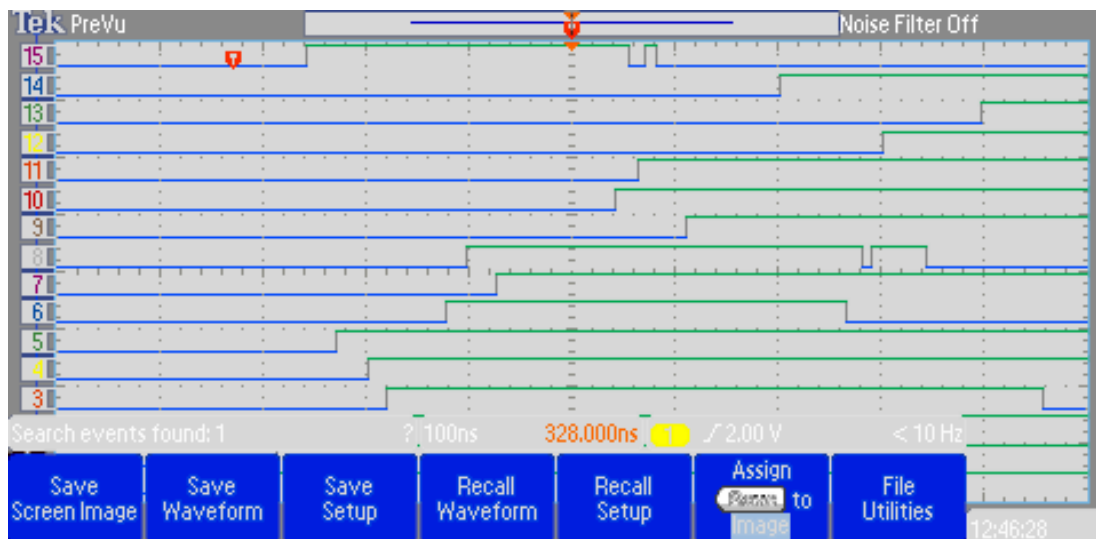
За одређивање времена наиласка ДТ до чеоне стране пуњења, коришћени су јонизациони давачи (сонде) ЈС-1 (слика 3.5.2 лево). Јонизационе сонде представљају отворен електрични контакт, који се затвара наиласком електрично проводљивих продуката детонације на активни елеменат сонде [Џинг., 2007]. Давачи су постављени у одговарајући носач давача (НД; слика 3.5.2 десно), који је у облику диска пречника 50 mm и висине 15 mm , израђен од високомолекуларног полиетилена велике густине ПЕ-500 (молекулска маса износи приближно 500000 g/mol). За свако мерење коришћено је укупно 16 давача, при чему се један налазио у централној уздужној оси пуњења (давач бр. 1), док су остали давачи постављени на 5 различитих растојања од давача бр. 1. На тај начин је обезбеђено да су за свако растојање коришћена по три давача, међусобно равномерно распоређена у радијалном правцу под углом од 120° . У складу са тим, давачи бр. 2-16 налазили су се на растојањима 4,5, 9, 13,5, 18 и 22,5 mm од давач бр. 1 на централној оси пуњења.



Слика 3.5.2. Изглед јонизационог давача и носача са давачима (лево) и шематски приказ положаја давача у носачу (десно)

На овакав начин за једно растојање од централне осе пуњења добијају се три податка, што доприноси већој поузданости мерења. Поред тога, положај давача изабран је тако, да се сваки трећи давач налази у истом радијалном сектору са одговарајућим давачима на већим и мањим растојањима. Свако одступање положаја носача или лежишта одређене сонде од идеалног геометријског положаја утиче на тачност одређивања облика ДТ. Коришћењем три мерна места за свако растојање омогућава умањење утицаја грешака, чији најзначајнији утицај се испољава при одступању од идеално централног положаја иницијалног средства, положаја носача давача и положаја мерног дела давача.

Мерење времена наиласка ДТ до i -тог јонизационог давача извршено је помоћу мерног система са РЦК и осцилоскопом *Tektronix MSO 2022B* (слика 3.2.1). Јонизациони давачи су поступком лемљења спојени са РЦК, где имају улогу прекидача. Наиме, јонизациони давач састоји се од металне жице, дебљине $0,5\text{ mm}$, око које се налази метална цевчица, спољног пречника 1 mm . Жица и цевчица су међусобно електрично изоловани помоћу пластичне масе (електрична отпорност изолације реда $100\text{ M}\Omega$). Укључивањем мерног система долази до напајања РЦК. Пре детонације нема електричног контакта између два контакта, али наиласком ДТ долази до наглог повећања електричне проводљивости средине и затварања струјног кола. Услед тога долази до пражњења кондензатора у РЦК, што се на осцилоскопу региструје као тренутна промена напона. Прецизност мерења времена износи 5 ns . Изглед добијеног осцилограма за случај 10. узорка са ДСБ-10 приказан је на слици 3.5.3. Добијени експериментални резултати одређивања времена наиласка ДТ до јонизационих давача приказани су у табели 3.5.2.



Слика 3.5.3. Изглед осцилограма за 10. узорак са сферичним барутом ДСБ-10

Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наиласка детонационог таласа до јонизационих давача на чеоној страни пуњења

Редни број	Врста барута	Дужина ЕП од места иницирања, $L [mm]$	Редни број давача, i	Растојање давача од осе пуњења, $y_i [mm]$	$t_i [ns]$
1.	СБ-520	175	1.	0,0	30,0
			2.	4,5	53,8
			3.	4,5	45,8
			4.	4,5	45,8
			5.	9,0	142,1
			6.	9,0	146,1
			7.	9,0	101,9
			8.	13,5	267,9
			9.	13,5	243,9
			10.	13,5	221,7
			11.	18,0	387,9
			12.	18,0	379,7
			13.	18,0	275,7
			14.	22,5	1234,9
			15.	22,5	1031,8
			16.	22,5	705,8
2.	СБ-412	175	1.	0,0	30,0
			2.	4,5	24,1
			3.	4,5	100,0
			4.	4,5	66,0
			5.	9,0	138,2
			6.	9,0	212,1
			7.	9,0	-
			8.	13,5	443,9
			9.	13,5	392,3
			10.	13,5	212,1
			11.	18,0	918,1
			12.	18,0	630,5
			13.	18,0	667,9
			14.	22,5	1496,5
			15.	22,5	1236,1
			16.	22,5	912,1

Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наиласка детонационог таласа до јонизационих давача на чеоној страни пуњења (наставак)

Редни број	Врста барута	Дужина ЕП од места иницирања, $L [mm]$	Редни број давача, i	Растојање давача од осе пуњења, $y_i [mm]$	$t_i [ns]$
3.	ДСБ-20	175	1.	0,0	30,0
			2.	4,5	7,9
			3.	4,5	-
			4.	4,5	23,9
			5.	9,0	61,9
			6.	9,0	32,3
			7.	9,0	-
			8.	13,5	187,9
			9.	13,5	139,7
			10.	13,5	149,9
			11.	18,0	390,0
			12.	18,0	119,8
			13.	18,0	93,8
			14.	22,5	1649,8
			15.	22,5	815,8
			16.	22,5	473,8
4.	ДСБ-15	175	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	-50,0
			3.	4,5	-46,0
			4.	4,5	30,1
			5.	9,0	12,1
			6.	9,0	-
			7.	9,0	3,9
			8.	13,5	79,9
			9.	13,5	47,9
			10.	13,5	76,1
			11.	18,0	110,1
			12.	18,0	94,1
			13.	18,0	51,9
			14.	22,5	368,1
			15.	22,5	-
			16.	22,5	381,9

Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наиласка детонационог таласа до јонизационих давача на чеоној страни пуњења (наставак)

Редни број	Врста барута	Дужина ЕП од места иницирања, $L [mm]$	Редни број давача, i	Растојање давача од осе пуњења, $y_i [mm]$	$t_i [ns]$
5.	ДСБ-10	175	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	-12,0
			3.	4,5	-2,0
			4.	4,5	-16,2
			5.	9,0	4,0
			6.	9,0	23,8
			7.	9,0	52,2
			8.	13,5	162,0
			9.	13,5	127,8
			10.	13,5	164,0
			11.	18,0	267,7
			12.	18,0	291,7
			13.	18,0	373,8
			14.	22,5	507,9
			15.	22,5	483,7
			16.	22,5	620,0
6.	СБ-520	90	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	2,0
			3.	4,5	4,0
			4.	4,5	10,2
			5.	9,0	28,2
			6.	9,0	34,2
			7.	9,0	44,0
			8.	13,5	174,2
			9.	13,5	146,0
			10.	13,5	166,2
			11.	18,0	338,1
			12.	18,0	258,1
			13.	18,0	356,3
			14.	22,5	653,9
			15.	22,5	494,0
			16.	22,5	496,2

Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наиласка детонационог таласа до јонизационих давача на чеоној страни пуњења (наставак)

Редни број	Врста барута	Дужина ЕП од места иницирања, $L [mm]$	Редни број давача, i	Растојање давача од осе пуњења, $y_i [mm]$	$t_i [ns]$
7.	СБ-412	90	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	-54,0
			3.	4,5	-235,0
			4.	4,5	-58,1
			5.	9,0	98,0
			6.	9,0	52,2
			7.	9,0	58,2
			8.	13,5	62,2
			9.	13,5	-
			10.	13,5	193,8
			11.	18,0	367,9
			12.	18,0	257,9
			13.	18,0	304,1
			14.	22,5	592,1
			15.	22,5	-
			16.	22,5	435,9
8.	ДСБ-20	90	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	-16,3
			3.	4,5	-4,1
			4.	4,5	-78,3
			5.	9,0	97,8
			6.	9,0	39,8
			7.	9,0	59,8
			8.	13,5	171,7
			9.	13,5	145,5
			10.	13,5	185,7
			11.	18,0	319,6
			12.	18,0	347,8
			13.	18,0	321,6
			14.	22,5	473,5
			15.	22,5	725,7
			16.	22,5	559,8

Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наиласка детонационог таласа до јонизационих давача на чеоној страни пуњења (наставак)

Редни број	Врста барута	Дужина ЕП од места иницирања, $L [mm]$	Редни број давача, i	Растојање давача од осе пуњења, $y_i [mm]$	$t_i [ns]$
9.	ДСБ-15	90	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	18,0
			3.	4,5	-12,2
			4.	4,5	-6,0
			5.	9,0	43,9
			6.	9,0	37,9
			7.	9,0	69,9
			8.	13,5	216,0
			9.	13,5	145,8
			10.	13,5	165,8
			11.	18,0	529,8
			12.	18,0	229,7
			13.	18,0	371,6
			14.	22,5	723,9
			15.	22,5	576,0
			16.	22,5	489,7
10.	ДСБ-10	90	1.	0,0	0,0
			2.	4,5	-38,1
			3.	4,5	2,1
			4.	4,5	-16,1
			5.	9,0	77,9
			6.	9,0	59,9
			7.	9,0	29,7
			8.	13,5	135,8
			9.	13,5	184,0
			10.	13,5	156,0
			11.	18,0	367,9
			12.	18,0	321,7
			13.	18,0	299,7
			14.	22,5	655,8
			15.	22,5	559,8
			16.	22,5	459,7

3.6. Одређивање параметара ударног таласа у ваздуху, насталог експлозијом пуњења са сферичним барутима

Рушеће дејство експлозије у ваздуху последица је дејства ударног таласа, насталог услед експлозије пуњења. Интензитет наведеног дејства могуће је експериментално одредити на основу вредности параметара ударног таласа: максималног притиска, специфичног импулса и времена трајања прве позитивне фазе ударног таласа. У циљу одређивања параметара рушећег дејства, коришћена су пуњења са шест различитих сферичних барута (табела 3.6.1). Наведена истраживања реализована су на полигону Техничког опитног центра (ТОЦ) у Никинцима.

Сва пуњења била су цилиндричног облика и лаборисана са 0,400 kg барута. Облоге су израђене од папира дебљине 0,3 mm и самолепљиве полимерне траке, дебљине до 0,07 mm. Пречник пуњења био је 80 mm, осим код пуњења са СБ-412 (100 mm). Наведени пречници пуњења одређени су тако, да буду већи од критичног за све разматране баруте и да за наведену масу пречник и дужина пуњења буду исти. Таква цилиндрична пуњења могу у оваквим истраживањима успешно апроксимирати сферични облик, који је најпогоднији.

Табела 3.6.1. Подаци о пуњењима, коришћеним у експерименталном одређивању параметара ударног таласа у ваздуху

Редни број	Врста барута	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Хемијски састав [mas. %]			
			Садржај азота у НЦ	НЦ, P_{NC}	НГ, P_{NG}	Остале компоненте (инертне)
1.	СБ-520	0,985	13,20	81,08	10,40	8,52
2.	СБ-412	0,498	13,20	79,60	18,70	1,70
3.	ДСБ-20	0,971	13,20	77,40	20,10	2,50
4.	ДСБ-15	0,971	13,20	82,50	15,00	2,50
5.	ДСБ-10	0,971	13,20	87,50	10,00	2,50
6.	ЈСБ	0,971	13,20	97,50	0,00	2,50

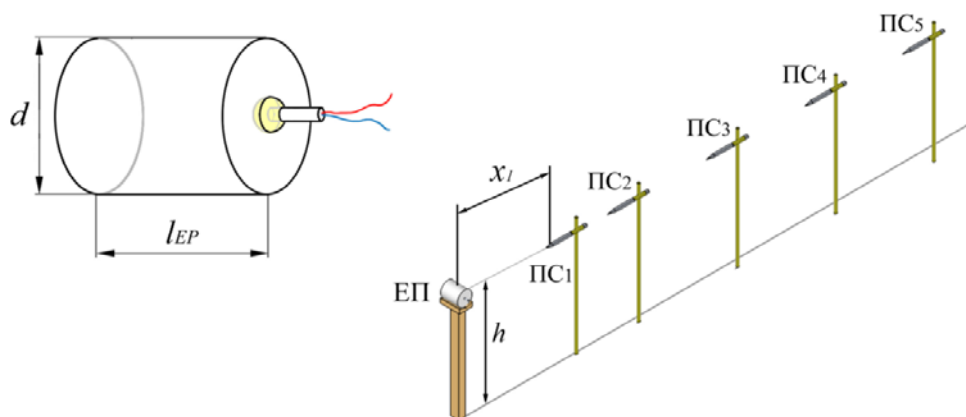
Параметри ударног таласа измерени су помоћу пиезоелектричних сонди (претварача притиска) *PCB 124B24A*, чији је произвођач *PCB Piezotronics*, САД. Сонде врше претварање притиска у електрични напон услед пиезоелектричног ефекта. Напон се помоћу коаксијалних каблова спроводи до аквизиционе картице преносног рачунара, где се мери и електронски бележи на сваких 5 μs .

Пошто мерни систем нема могућност усклађивања тренутка активирања пуњења са почетком времена мерења, пре иницирања било вршено ручно укључивање.

Услед тога су вредности времена наиласка УТ до 1. сонде (t_1) информативног карактера и све остале вредности t_2 - t_5 су међусобно неусклађене за исту вредност.

Пуњења су помоћу дрвених постоља постављена на висину $h = 2 \text{ m}$ од тла. Подлога током испитивања била је равна и састојала се од сабијене земље. Сонде су помоћу металних постоља постављене на исту висину h , тако да су била врхом усмерена ка бочној страни пуњења. Даљина од пуњења до сонди била је 2, 3, 5, 7 и 9 m. На слици 3.6.1 приказано је пуњење и експериментална поставка. У наведеној експерименталној поставци се занемарује утицај постоља пуњења и сонди на мерене параметре УТ.

Иницирање детонације у пуњењима вршено је помоћу електричних детонаторских каписли ЕК-40-69 са сферичним појачницима детонације од 15 g ПЕ-П85. У ранијим истраживањима установљено је да наведено иницијално средство поуздано врши активирање свих разматраних СБ. Поред тога, изабрана количина ЕМ у иницијалном средству не прелази 5% масе експлозивног пуњења, што се у даљој анализи може занемарити.

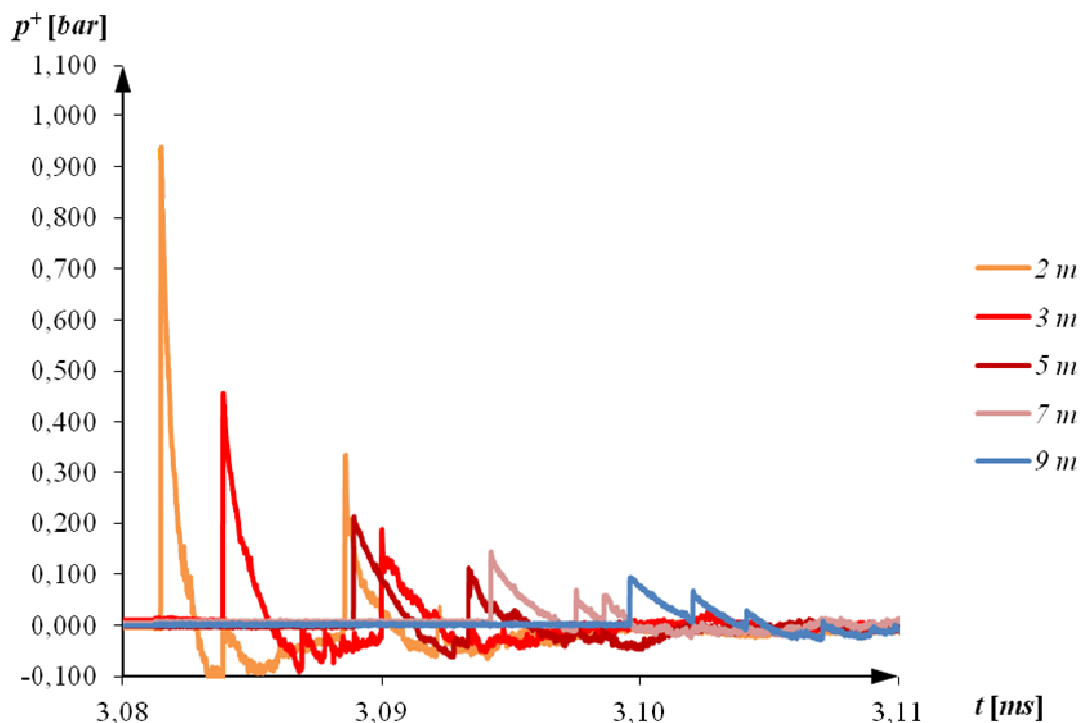


Слика 3.6.1. Шематски приказ пуњења (лево) и експерименталне поставке одређивања параметара ударног таласа у ваздуху (десно):
ЕП – експлозивно пуњење; ПС – пијезоелектрична сонда.

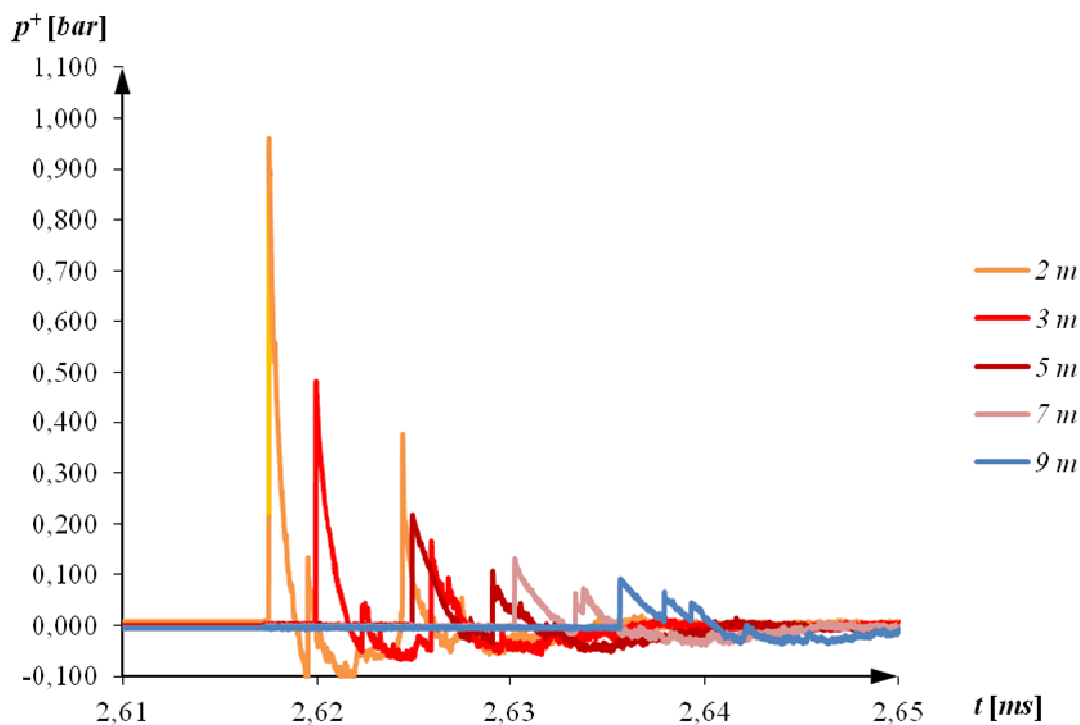
При одређивању вредности натпритиска, од измерене вредности електричног напона одузета је просечна вредност напона пре наиласка првог скока напона. Наведена вредност која одговара притиску околине. Након тога, све добијене вредности напона помножене су са карактеристичном вредношћу притиска одређене сонде у $\text{Pa} \cdot \text{V}^{-1}$, чиме су добијени подаци зависности натпритиска од времена $p^+(t)$.

Дијаграми, добијени коришћеним мерним системом, приказани су прилогу рада. Обрадом експериментално добијених података, израђени су дијаграми зависности

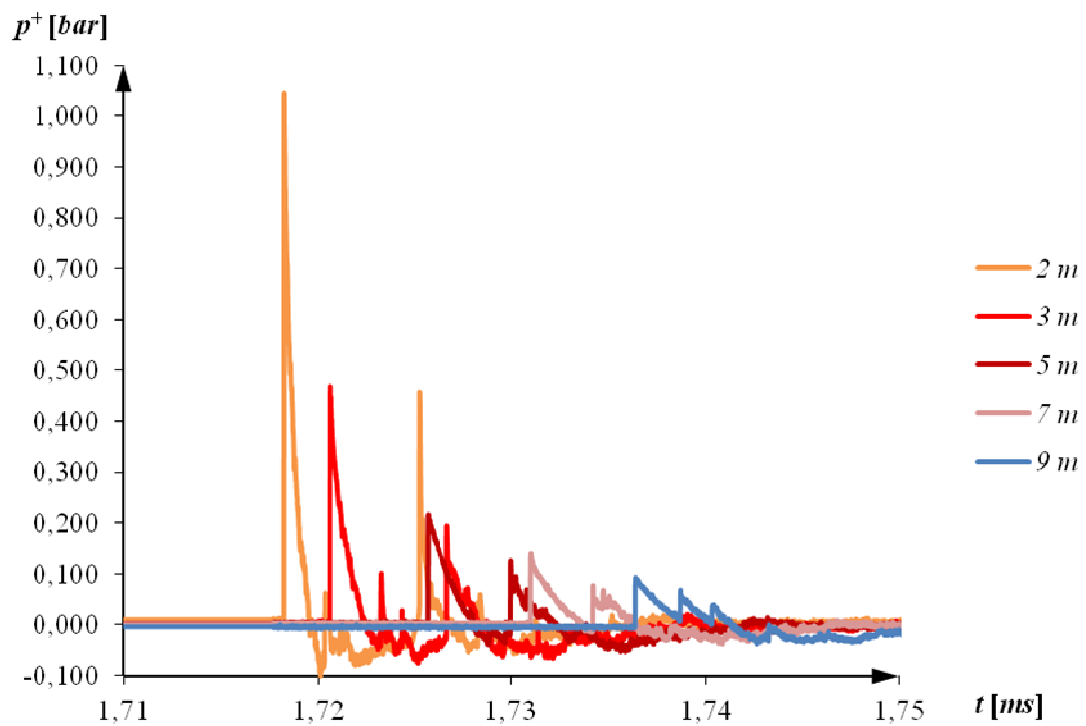
$p^+(t)$ за свих пет мерних места код пуњења са разматраним сферичним барутима, који су приказани на сликама 3.6.2.-3.6.7.



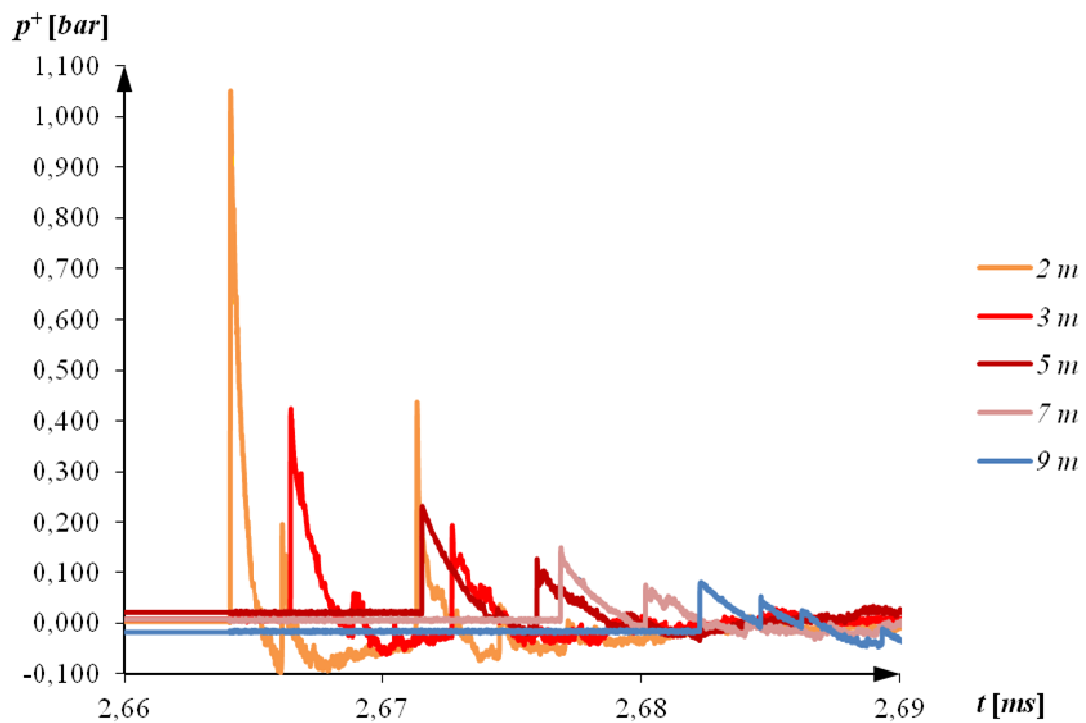
Слика 3.6.2. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за СБ-520



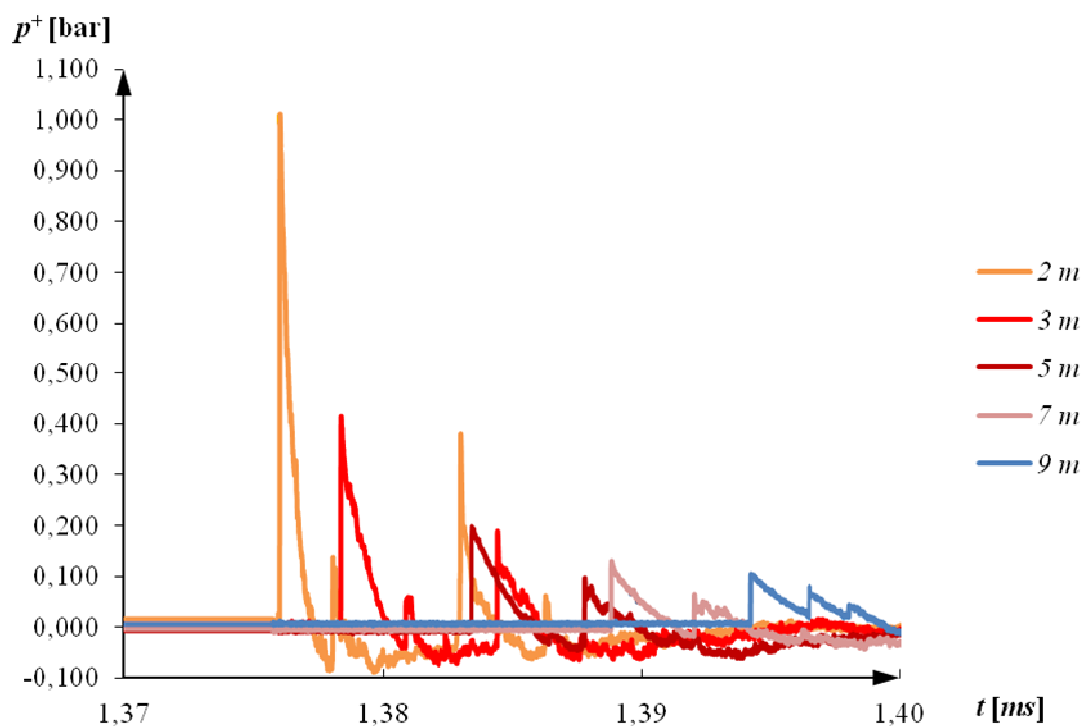
Слика 3.6.3. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за СБ-412



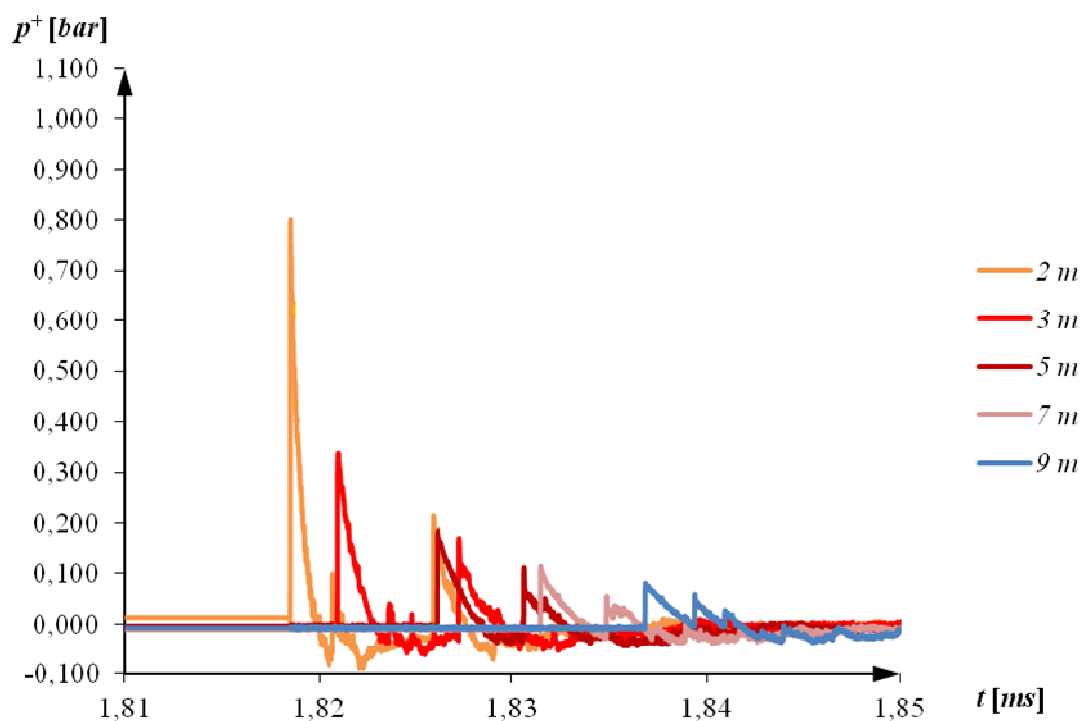
Слика 3.6.4. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-20



Слика 3.6.5. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-15

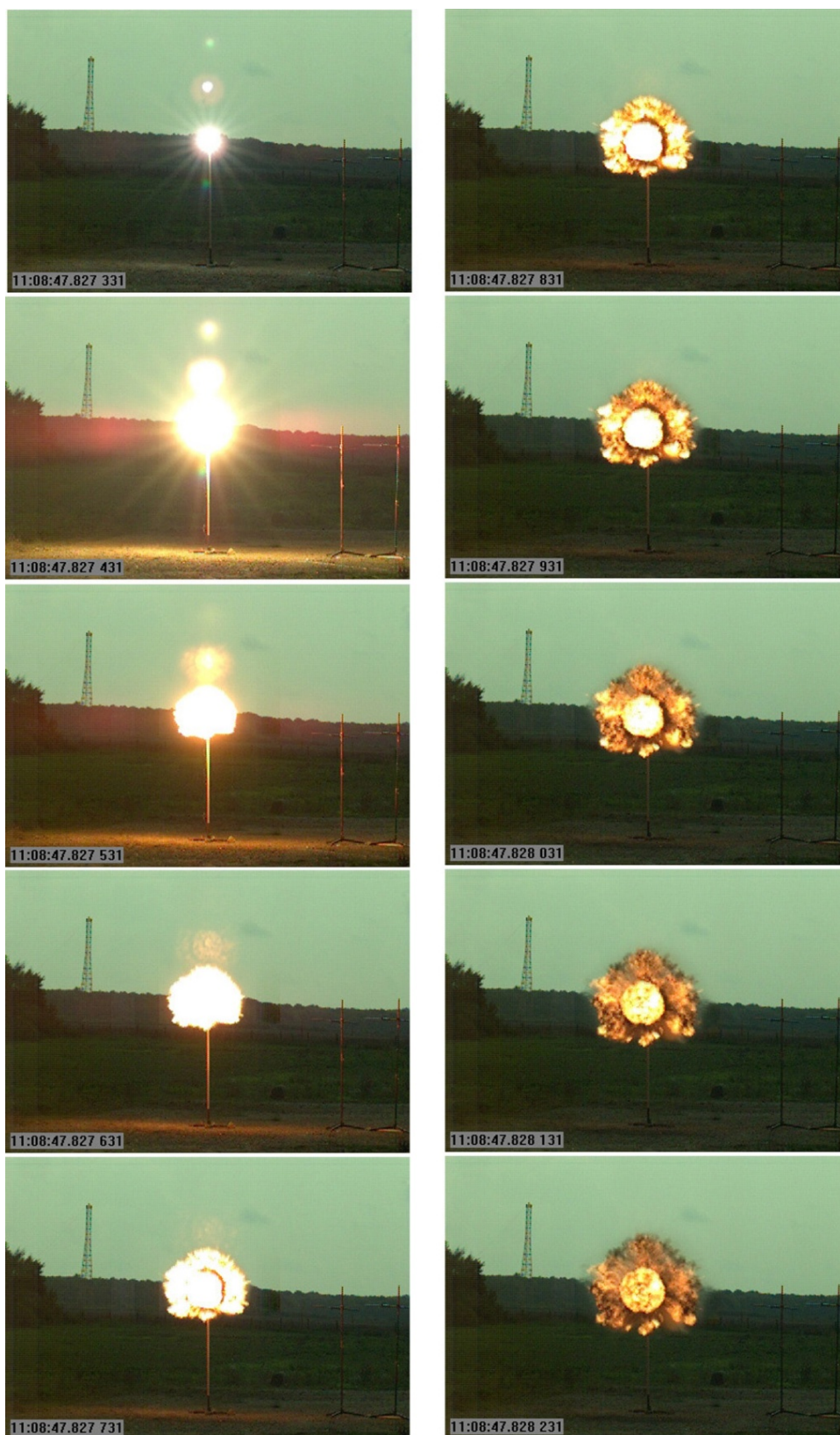


Слика 3.6.6. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-10



Слика 3.6.7. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ЈСБ

На слици 3.6.8 приказани су снимци брзе камере, настали у временским интервалима од $0,1 \mu s$ након активирања пуњења од ЈСБ.



Слика 3.6.8. Снимци брзе камере, настали у временским интервалима од $0,1 \mu\text{s}$ након тренутка активирања пуњења са ЈСБ

На основу добијених зависности $p^+(t)$, у табели 3.6.2 приказане су експериментално измерене вредности максималног натпритиска p^+_{max} .

Табела 3.6.2. Експериментално одређени максимални притисак ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са сферичним барутима

Редни број	Врста барута	$p^+_{max} [bar]$				
		2 m	3 m	5 m	7 m	9 m
1.	СБ-520	0,942	0,449	0,215	0,138	0,094
2.	СБ-412	0,953	0,480	0,220	0,134	0,096
3.	ДСБ-20	1,037	0,467	0,215	0,138	0,098
4.	ДСБ-15	1,047	0,420	0,213	0,144	0,096
5.	ДСБ-10	1,006	0,413	0,207	0,136	0,097
6.	ЈСБ	0,803	0,340	0,189	0,123	0,088

Помоћу добијених података о зависности $p^+(t)$, извршен је прорачун специфичног импулса. Из теоријских разматрања познато је да специфични импулс УТ представља површину испод графика зависности натпритиска од времена $p^+(t)$. У складу са тим, извршена је нумеричка интеграција експериментално добијених зависности $p^+(t)$, одн. за сваки скок притиска изнад амбијенталног, сабране су сви умношци тренутне вредности притиска и временског интервала једног мерења ($5 \mu s$).

Табела 3.6.3. Експериментално одређени специфични импулс ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са сферичним барутима

Редни број	Врста барута	$I [Pa \cdot s]$				
		2 m	3 m	5 m	7 m	9 m
1.	СБ-520	39,04	27,21	21,11	12,91	10,88
2.	СБ-412	42,87	29,04	22,04	13,40	10,74
3.	ДСБ-20	42,65	29,18	22,13	13,71	11,64
4.	ДСБ-15	39,24	27,48	21,81	13,52	11,80
5.	ДСБ-10	41,17	27,90	22,17	13,79	11,69
6.	ЈСБ	33,64	24,40	18,66	11,73	9,78

4. ПРОРАЧУН ПАРАМЕТАРА ДЕТОНАЦИЈЕ

Процес детонације представља скуп врло интензивних хемијских реакција, за чије прецизно описивање су потребна знања из многих научних области (физичка хемија, термодинамика, динамика флуида итд.). Главни разлог, што су до данас многе појаве у детонацији остале недовољно теоријски објашњене, јесу врло екстремни услови одвијања процеса. Многе експерименталне методе су сложене и тешко приступачне, а добијени емпиријски подаци могу бити врло непоуздани.

У савременој науци велика пажња посвећује се развоју метода прорачуна (нумеричких модела) параметара детонације експлозивних материја. Један од главних разлога је брзо и економично одређивање детонационих особина. Предности рачунских метода у односу на експерименталне могу се истаћи у свим аспектима примене експлозивних материја (дејство експлозије, безбедност на раду, заштита животне средине и сл.). У одређеним случајевима, експерименталне методе нису уопште применљиве, тако да се о детонационим особинама може судити само на основу рачунски добијених параметара. То је нарочито уочљиво у почетним фазама развоја нових експлозивних материја, где најчешће нису доступне веће количине нових хемијских једињења - потенцијалних експлозивних материја. Тада је једино рачунским путем могуће предвидети детонационо понашање, што је од пресудног значаја за даље правце истраживања и развоја.

4.1. Методе прорачуна параметара детонације

До сада је највећи део рачунских метода развијен за бризантне ЕМ, које се састоје од једињења угљеника, водоника, азота и кисеоника, тзв. ЕМ типа „*CHNO*“.

Од друге половине 20. века развијају се различите рачунске методе, које се међусобно значајно разлику. Развијени су сложени нумерички модели детонације, предвиђени за употребу на рачунарима. Нумерички модели, код којих се састав продуката детонације заснива на услову минималности Гибсове слободне енергије, до сада се сматрају најпогоднијим за моделовање процеса детонације [Мејдер 1967; Сућеска 1991]. До данас су најшире коришћени рачунарски програми *Fortran BKW* (Лос Аламос Национална Лабораторија, САД), *Ruby* и *Cheetah* (Лоренс Ливермур Национална Лабораторија, САД) [Мејдер 1967 и 1998], *Tiger* (Стенфорд Институт, САД) [Добратз 1981], *ARPAGE* и *LA MINEUR* (Комисија за атомску енергију,

Француска) [Мејдер 1967 и 1998], *QUARTET (Softworld)* [Ваулери 1998], *Explo5* (ОЗМ, Чешка Република) [Сућеска, 2001]. Наведени нумерички модели засновани су на детаљнијем приступу моделовања детонације. Наведени рачунарски програми користе се у истраживачким установама у свету и ниједан није доступан код нас. Током претходних истраживања, код нас је развијен програм *XWizard* за прорачун детонационих особина бризантних ЕМ за војну примену [Богданов, 2009]. Упркос несумњивим предностима детаљнијег моделовања процеса, добијени резултати могу бити врло непоуздани. Један од кључних проблема у наведеним моделима јесу једначине стања, које нису поуздане за широке опсеге састава ЕМ и густине пуњења. До сада се користи неколико једначина стања (БКВ, ЈЦЗ, ЈВЛ, Мие-Грунајзен и др.), за које је потребно користити различите сетове параметара за различите физичко-хемијске саставе ЕМ [Мејдер 1998, Ваулери 1998, ФВ 2004, Сућеска 2010].

Статистички приступ моделовању процеса није новост у научноистраживачком раду. На основу статистичког приступа, у последњих 50 година развијене су бројне рачунске методе [Камлет 1968, Махов 1981, Мин-Хсиен 2004, Кривченко 1983; Кешаварц 2003, Ваулери 1998], који не захтевају велике рачунске ресурсе и могу се користити и без употребе рачунара, због чега су применљиви у свакодневной инжењерској пракси. Упркос својој једноставности, многим претпоставкама и поједностављењима модела, резултати прорачуна могу имати изненађујуће високу прецизност и широку применљивост (различите ЕМ, услови током процеса и др.). Методе се и даље врло често озбиљно разматрају и често користе за предвиђање детонационих особина [Политзер 2011, Схекхар 2012 и 2013], али се развијају и нове рачунске методе [Смирнов, 2009; Јеремић 2012], којима се, поред детонационих, предвиђају и остале особине ЕМ [Смирнов 2014, Кешаварц, 2014].

У оквиру истраживања детонационих особина сферичних барута, извршен је прорачун њихових детонационих особина, са тежиштем на брзину и притисак детонације.

4.2. Одређивање параметара физичко-хемијског састава сферичних барута

У савременој употреби налази се велики број различитих експлозивних материја. Најширу примену имају хемијске експлозивне материје, чија најосновнија подела је на основу физичко-хемијског састава:

- хемијска једињења са експлозивним особинама (индивидуална ЕМ),
- смеше више једињења са експлозивним особинама или

- смеше једне или више индивидуалних ЕМ и супстанци, које немају експлозивне особине, тзв. инертне компоненте (везива, пластификатори, флегматизатори, сензибилизатори, модификатори брзине детонације, пуниоци и сл.).

Управо због разноликог састава, у прорачунима особина експлозивних материја потребно је на једнозначан и прецизан начин представити њихове физичко-хемијске особине. Најпогоднији начин за приказивање физичко-хемијских особина је помоћу еквивалентне формуле и почетне густине пуњења.

Еквивалентна формула представља збирну хемијску формулу једињења, које би се састојало од исте врсте и количине хемијских елемената као све компоненте смеше експлозивне материје заједно, а које би имало молекулску масу $1 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$. У општем разматрању, експлозивна материја представља смешу m хемијских једињења (компоненти), редног броја j , чији међусобни однос је одређен масеним уделом P_j . Хемијска формула j -те компоненте експлозивне материје може се записати у следећем облику:

$$C_{a_{1,j}} H_{a_{2,j}} N_{a_{3,j}} O_{a_{4,j}} Cl_{a_{5,j}} Al_{a_{6,j}} \dots X_{a_{i,j}} \quad (4.2.1)$$

где су $a_{i,j}$ коефицијенти хемијске формуле i -тог хемијског елемента у j -тој компоненти смеше ЕМ, изражени у $\text{atom}\cdot\text{mol}^{-1}$, одн. атомским јединицама масе [Генкин 2014]. У случају ЕМ тима „CHNO“, коефицијенти еквивалентне формуле $C_x H_y N_z O_u$ рачунају се према следећим изразима:

$$\begin{aligned} x &= \sum_{j=1}^m \frac{P_j \cdot a_{1,j}}{M_j}; & y &= \sum_{j=1}^m \frac{P_j \cdot a_{2,j}}{M_j}; \\ z &= \sum_{j=1}^m \frac{P_j \cdot a_{3,j}}{M_j}; & u &= \sum_{j=1}^m \frac{P_j \cdot a_{4,j}}{M_j}. \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

где је M_j моларна маса j -те компоненте ЕМ, изражена у $\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$.

Највећи део индивидуалних ЕМ су хемијска једињења познатог састава, одн. хемијске формуле имају константне коефицијенте ($a_i = \text{const.}$). Међутим, нитроцелулоза (НЦ) је смеша целулозног мононитрата ($C_6H_9NO_7$), динитрата ($C_6H_8N_2O_9$) и тринитрата ($C_6H_8N_3O_{11}$). Због тога, коефицијенти еквивалентне формуле НЦ зависе од степена супституције, одн. количине азота, и могу се израчунати према следећим Тихановичевим изразима [Генкин 2014]:

$$\begin{aligned}
 x &= 21,85 - 1,180 \cdot (P_N - 12,75); \\
 y &= 27,32 - 2,690 \cdot (P_N - 12,75); \\
 z &= 36,40 + 0,444 \cdot (P_N - 12,75); \\
 u &= 9,10 + 0,722 \cdot (P_N - 12,75).
 \end{aligned}
 \tag{4.2.3}$$

где је P_N садржај азота у НЦ, изражен у процентима.

Потребно је нагласити да код двобазних барута постоје одређене потешкоће код прорачуна енергетских особина, које су последица промена енталпије растварања и мешања. Због тога енталпија оваквих смеша ЕМ није збир парцијалних енталпија формирања својих компоненти, већ је потребно урачунати све енергетске појаве у циљу добијање прецизних података. Ипак, оправдано се наведени утицаји занемарују у термохемијским прорачунима ЕМ, јер практично имају врло мали утицај на укупне енергетске особине. [Милер, Андерсон 2003].

Најзначајније физичко-хемијске особине компоненти разматраних сферичних барута (табела 3.1.1) приказани су у Табели 4.2.1.

Табела 4.2.1. Физичко-хемијске особине компоненти разматраних сферичних барута

Редни број	Назив компоненте ЕМ	Хемијска формула компоненте [atom·mol ⁻¹]				Моларна маса, М [g·mol ⁻¹]	Стандардна енталпија формирања ΔH_f° [kJ·kg ⁻¹]
		a_1 (C)	a_2 (H)	a_3 (N)	a_4 (O)		
1.	нитроцелулоза са 12,75 <i>mas.%</i> азота	6	7,50	2,5	10	274,64	-2559
2.	нитроцелулоза са 13,20 <i>mas.%</i> азота	6	7,35	2,65	10,31	281,53	-2441
3.	нитроглицерин	3	5	3	9	227,09	-1693
4.	дифениламин	12	11	1	0	169,23	849
5.	дибутилфталат	16	22	0	4	278,35	3043
6.	калијум-нитрат	0	0	1	3	101,1	-494
7.	чађ	1	0	0	0	12	90
8.	испарљиви растварач	2	6	0	1	46,07	-6013
9.	влага	0	2	0	1	18,02	-15878

У случају сагоревања ЕМ, где је процес значајно спорији, у хемијским реакцијама учествују све компоненте. Међутим, у случају детонације, због кратког времена трајања процеса може се претпоставити да све компоненте не реагују током

процеса детонације. Уколико ЕМ, поред експлозивних, садржи и неексплозивне (инертне) компоненте, може се извршити прорачун еквивалентне формуле без разматрања удела свих инертних компоненти. Прорачун еквивалентне формуле без учешћа инертних компоненти ЕМ врши се уврштавањем вредности $P_j = 0$ за сваку j -ту инертну компоненту (израз 4.2.2). Тиме се у даљем прорачуну детонационих особина разматра ЕМ, чија еквивалентна формула одговара систему са умањеном количином реактивних хемијских елемената у почетном саставу ЕМ.

Наведени приступ успешно је примењен у случају прорачуна параметара детонације смеша ЕМ са алуминијумом у праху [Богданов 2010]. У литератури се често наводи да класичне методе прорачуна детонационих особина таквих ЕМ не омогућавају добијање задовољавајуће прецизних резултата [Мејдер 1998, ФВ 2004]. По правилу су рачунски добијене брзине детонација значајно веће од експерименталних. Главни разлог томе приписује се неидеалном карактеру процеса детонације, где је време трајања хемијских реакција знатно дуже него у случају индивидуалних ЕМ. Због наведеног, до тренутка успостављања ЦЈ-стања ослобађа се мања количина енергије, где се у хидродинамичкој теорији идеалне детонације већ очекује потпуни завршетак хемијских реакција. Пошто се процес простира уз помоћ енергије, ослобођене услед хемијских реакција, брзина детонације биће мања.

Иако је алуминијум у праху врло реактиван и при оксидацији ослобађа изузетно велику количину енергије, уочено је да, због кратког времена трајања, честице Al веће од $5 \mu m$ практично не реагују до успостављања ЦЈ-стања [Fried 2004]. Алуминијум реагује након ЦЈ-стања, током ширења продуката детонације. При томе ослобађа енергију, услед чега доприноси параметрима дејства експлозије (нпр. специфични импулс ударног таласа у околини пуњења и сл.). Сматра се да је слој оксида на површини честица Al главни разлог спорој реактивности.

У раду [Богданов 2010] одређене су еквивалентне формуле 18 ЕМ са 10-35% алуминијума у праху, на основу којих је извршен термохемијски прорачун брзине детонације уз услов минималности слободне енергије помоћу рачунарског програма *XWizard* [Богданов 2009]. Одступање рачунски добијених резултата је прихватљиво мало у односу на експерименталне вредности. Овим приступом претпоставља се да инертне компоненте ЕМ представљају празан простор, одн. не разматра се утицај њиховог физичког присуства у смеси. Досадашња истраживања показала су да се наведена претпоставка може успешно применити код ЕМ са највише око 25% инертних компоненти. За прецизнија објашњења потребна су додатна истраживања.

Релативни однос хемијских елемената у ЕМ типа „CHNO“ описује се погодним параметрима састава ЕМ, као што су биланс кисеоника B_k и коефицијент кисеоника K_k .

Биланс кисеоника B_k описује вишак или мањак кисеоника у ЕМ, у односу на потребну количину кисеоника за потпуну оксидацију горивих компоненти у ЕМ (угљеник до CO_2 и водоник до H_2O). Изражава се у процентима и рачуна помоћу израза:

$$B_k = \frac{16 \cdot (o - 2 \cdot c - 0,5 \cdot h)}{M} \cdot 100 \quad (4.2.4)$$

Коефицијент кисеоника K_k представља однос између количине кисеоника у експлозивној материји и количине кисеоника потребне за потпуну оксидацију њених горивих компоненти. Изражава се у процентима и рачуна помоћу израза:

$$K_k = \frac{o}{2 \cdot c + 0,5 \cdot h} \cdot 100 \quad (4.2.5)$$

Параметри састава разматраних сферичних барута одређени су помоћу израза 4.2.1-4.2.5 и приказани у Табели 4.2.2.

Табела 4.2.2. Параметри састава разматраних сферичних барута

Редни број	Врста барута	Еквивалентна формула ЕМ [$mol \cdot kg^{-1}$]				Биланс кисеоника, B_k [%]	Коеф. кисеоника, K_k [%]	Унутрашња енергија формирања $\Delta U_{f,EM}^o$ [$kJ \cdot kg^{-1}$]
		x (C)	y (H)	u (O)	z (N)			
1.	СБ-520	18,648	23,449	33,798	9,001	-24,36	68,95	-2070,43
2.	СБ-412	19,431	24,894	36,554	9,961	-23,61	71,25	-2168,72
3.	ДСБ-20	19,158	24,641	36,322	9,943	-22,90	71,73	-2140,71
4.	ДСБ-15	19,563	24,844	36,167	9,752	-24,61	70,16	-2178,02
5.	ДСБ-10	19,967	25,046	36,012	9,560	-26,31	68,65	-2215,34
6.	ЈСБ	20,777	25,452	35,702	9,177	-29,73	65,77	-2290,04

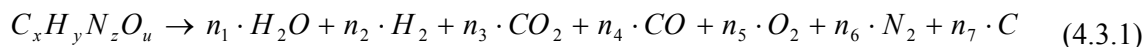
4.3. Одређивање састава продуката детонације

Због врло великог интензитета параметара стања у току експлозивног разлагања експлозивних материја, истраживања процеса су најчешће ограничена на

детаљну карактеризацију почетног и крајњег стања система. Може се рећи да су сви параметри експлозивног разлагања врло изражено зависни од особина система у наведеним стањима. Прецизно познавање експлозивне материје пре експлозивног процеса и њених продуката детонације је од изузетног значаја у истраживањима експлозивних процеса. То је нарочито изражено у случају детонације, где се експлозивно разлагање завршава за $\sim 1 \mu s$, док је у систему притисак $\sim 100 \text{ kbar}$ (10 GPa) и температура $\sim 1000 \text{ K}$.

Почетно стање ЕМ може се врло прецизно експериментално одредити. Са друге стране, познавање састава продуката детонације је врло тешко одредити савременим експерименталним методама. Главни разлог томе је брзо ширење ПД, при чему долази до међусобне дисоцијације различитих хемијских једињења у смеси ПД. У досадашњом научноистраживачком раду улажу се велики теоријски и експериментални напори у циљу што прецизнијег одређивања састава смеше ПД.

У научним истраживањима подразумева се прецизно познавање хемијског састава ЕМ, тако да је потребно разматрати само једињења, која могу настати од атома у саставу ЕМ. Међутим, стварање свих могућих једињења није реално. Још у најранијим истраживањима уочено је да након детонације смеша ПД садржи значајне количине мањег броја одређених хемијских једињења. Потребно је нагласити да се у смеси продуката сагоревања ЕМ реално може наћи значајно већи број различитих једињења, што је последица преко 10^3 пута нижег притиска и до 10^6 пута дужег времена трајања процеса. Пошто је највећи део савремених ЕМ типа „CHNO“, најчешће се сматра да се збирна хемијска реакција експлозивног разлагања током детонације може написати у следећем облику:



Количине гасовитих продуката детонације n_i ($i = 1, \dots, 7$) изражене су у $\text{mol} \cdot \text{kg}^{-1}$. У појединим досадашњим истраживањима разматрана су и друга једињења у смеси ПД. Претежно је реч о двоатомним и троатомним молекулима, као што су OH , NH_3 , али се озбиљније разматрају и једињења са више атома (CH_4 , $HCOOH$ и др.), нарочито у одређеним условима (нпр. сматра се да $HCOOH$ настаје у условима притиска преко 300 kbar) [Сућеска 2010]. У највећем броју истраживања истиче се да продукти детонације у изразу 4.3.1 имају далеко највећи удео у односу на остала једињења. Састав смеше ПД према изразу 4.3.1 може се израчунати помоћу Авакјанове методе [ФВ 2004], која даје састав коначних продуката детонације, после њиховог ширења и хлађења до стандардних услова. На основу експерименталних података,

установљено је да је коефицијентом кисеоника K_k , и утиче на степен оксидације водоника до воде у продуктима детонације. Наведено је изражено кроз коефицијент реализације K , који се рачуна помоћу следећег израза:

$$K = 0,32 K_k^{0,24} \quad (4.3.2)$$

Коефицијент кисеоника K_k изражен је у процентима.

Да би се одредио састав продуката детонације, потребно је да се заједно реше једначине материјалног и енергетског биланса, одн. узети у обзир однос кисеоника, угљеника и водоника у молекулу експлозивне материје (азот се претвара само у једно једињење, N_2). Из укупне количине водоника у ЕМ, могуће је да настане $y/2$ молова воде и гасовитог водоника. У условима експлозије од једног килограма ЕМ у продуктима детонације налази се $K \cdot y/2$ молова воде и $(1-K) \cdot y/2$ молова H_2 . Азот из ЕМ се експлозивно претвара у N_2 . Наведено се може приказати следећим изразима:

$$\begin{aligned} n_1 &= K \cdot y/2 \\ n_2 &= (1-K) \cdot y/2 \\ n_6 &= z/2 \end{aligned} \quad (4.3.3)$$

У зависности од тог односа могу се издвојити три случаја.

1. случај: $K_k > 100\%$. Претпоставља се да, пошто се у систему налази више кисеоника, него што је довољно за потпуну оксидацију угљеника до и водоника до , због тога нема чврстог угљеника продуктима. За прорачун користе се следећи изрази:

$$\begin{aligned} n_3 &= (1,4 \cdot K - 0,4) \cdot x \\ n_4 &= x - n_3 = 1,4 \cdot x \cdot (1-K) \\ n_5 &= (x - 2 \cdot n_3 - n_4 - n_1)/2 \\ n_7 &= 0 \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

2. случај: $K_k < 100\%$. Претпоставља се да у саставу продуката експлозије нема кисеоника. Остале непознате се израчунавају помоћу следећих једначина:

$$\begin{aligned} n_3 &= 1,16 \cdot u (K - 0,568) - 0,5 \cdot n_1; \\ n_4 &= u - (2 \cdot n_3 + n_1) = u [1 - 2,32 (K - 0,568)]; \\ n_5 &= 0; \\ n_7 &= x - (n_3 + n_4). \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

3. случај: $K_k < 100$, али је $u > (x + y/2)$. Изрази за прорачун састава продуката детонације имају следећи облик:

$$\begin{aligned} n_3 &= 0,7 \cdot (u - y/2) \cdot K - 0,4 \cdot x; \\ n_4 &= 1,4 \cdot x - 0,7 \cdot (u - y/2) \cdot K; \\ n_5 &= 0; \\ n_7 &= 0. \end{aligned} \quad (4.3.6)$$

На основу овако одређеног састава продуката детонације може се израчунати њихова укупна топлота формирања $Q_{f,EM}$. Топлота експлозије Q рачуна се помоћу Хесовог закона:

$$Q = \sum_{i=1}^n \Delta U_{f,PD_i}^0 - \sum_{j=1}^m \Delta U_{f,EM_j}^0 \quad (4.3.7)$$

где су $i = 1, \dots, n$ редни бројеви продуката детонације, а $j = 1, \dots, m$ редни бројеви компоненти, које се налазе у саставу експлозивне материје. Унутрашња енергија ПД рачуна се као сума унутрашњих енергија ПД, помножених са масеним уделом ПД:

$$\Delta U_{f,PD}^0 = \sum_{i=1}^n n_i \cdot \Delta U_{f,PD_i}^0 \quad (4.3.8)$$

где су унутрашње енергије ПД изражене у $kJ \cdot mol^{-1}$. Подаци о топлотама формирања разматраних продуката детонације налазе се у термохемијским табелама и приказани су у табели 4.3.1.

Табела 4.3.1. Термохемијски подаци разматраних продуката детонације

Редни број	Хемијска формула продукта детонације	Ознака продукта детонације	Унутрашња енергија формирања ПД $\Delta U_{f,PD,i}^0 [kJ \cdot mol^{-1}]$	Енталпија формирања ПД $\Delta H_{f,PD,i}^0 [kJ \cdot mol^{-1}]$
1.	$H_2O_{(g)}$	n_1	-244,3	-242
2.	H_2	n_2	0	0
3.	CO_2	n_3	-396	-395,3
4.	CO	n_4	-113	-110,5
5.	O_2	n_5	0	0
6.	N_2	n_6	0	0
7.	$C_{(s)}$	n_7	0	0

За разматране СБ, коефицијенти кисеоника су мањи од 100% и количина кисеоника је већа од збира количина угљеника и половине водоника (3. случај у Авакјановој методи). На основу тога, за прорачун количина ПД користе се изрази 4.3.6. Рачунски добијене количине и унутрашње енергије продуката детонације приказане су у Табели 4.3.2.

Табела 4.3.2. Рачунски добијени продукти детонације разматраних сферичних барута

Редни број	Врста барута	Количине продуката детонације [$mol \cdot kg^{-1}$]							Унутрашња енергија формирања ПД $\Delta U_{fEM}^o [kJ \cdot kg^{-1}]$
		n_1 (H_2O)	n_2 (H_2)	n_3 (CO_2)	n_4 (CO)	n_5 (O_2)	n_6 (N_2)	n_7 ($C_{(s)}$)	
1.	СБ-520	8,952	2,773	6,198	12,450		4,500		-6048,3
2.	СБ-412	9,862	2,584	7,261	12,169		4,981		-6660,0
3.	ДСБ-20	9,835	2,485	7,328	11,830		4,972		-6641,5
4.	ДСБ-15	9,676	2,746	6,928	12,635		4,876		-6535,1
5.	ДСБ-10	9,514	3,009	6,531	13,436		4,780		-6428,8
6.	ЈСБ	9,035	4,074	5,053	16,561		4,623		-6079,7

4.4. Полуемпиријска метода прорачуна брзине и притиска детонације

Због своје сложености, нумерички модели нису погодни за инжењерске потребе због чега су развијене различите емпиријске и полуемпиријске методе које су много једноставније за практичну употребу. Једна од најпознатијих је Камлетова метода, која даје задовољавајуће резултате брзине и притиска детонације за највећи број експлозива типа „CHNO“, чије су почетне густине пуњења ρ_0 веће од 1 g/cm^3 [Камлет 1968].

У оквиру сопствених истраживања, развијена је полуемпиријска метода, која се може успешно користити за рачунско одређивање најзначајнијих параметара детонације: брзине и притиска детонације експлозивних материја типа „CHNO“ [Ј-Б 2012]. Из хидродинамичке теорије детонације познате су следеће једначине које повезују притисак детонације p (у ЦЈ-стању система) брзину детонације D , густину експлозива, ρ_0 , и топлоту детонације, Q [ФВ 2004]:

$$D = \sqrt{2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot Q} \quad (4.4.1)$$

$$p = \frac{1}{\gamma + 1} \rho_0 \cdot D^2 \quad (4.4.2)$$

где је γ експонент политропе. Уврштавањем израза 4.4.1 у једначину 4.4.2 добија се:

$$p = 2 \cdot (\gamma - 1) \cdot \rho_0 \cdot Q \quad (4.4.3)$$

Резултати бројних експерименталних истраживања показали су, да је зависност брзине детонације од густине линеарна за пречнике експлозивних пуњења веће од граничног пречника [ФВ 2004]:

$$D = D_1 + k \cdot (\rho - \rho_1) \quad (4.4.4)$$

где су D_1 брзина детонације при густини ρ_1 , k је емпиријска константа. Са обзиром да експериментални резултати показују да је експонент политропе пропорционалан густини експлозива [Мејдер 1998], на основу једначине стања гасова следи да је притисак пропорционалан броју молова гасовитих продуката детонације n . У складу са тим израз 4.4.3 може да се у општем облику запише на следећи начин:

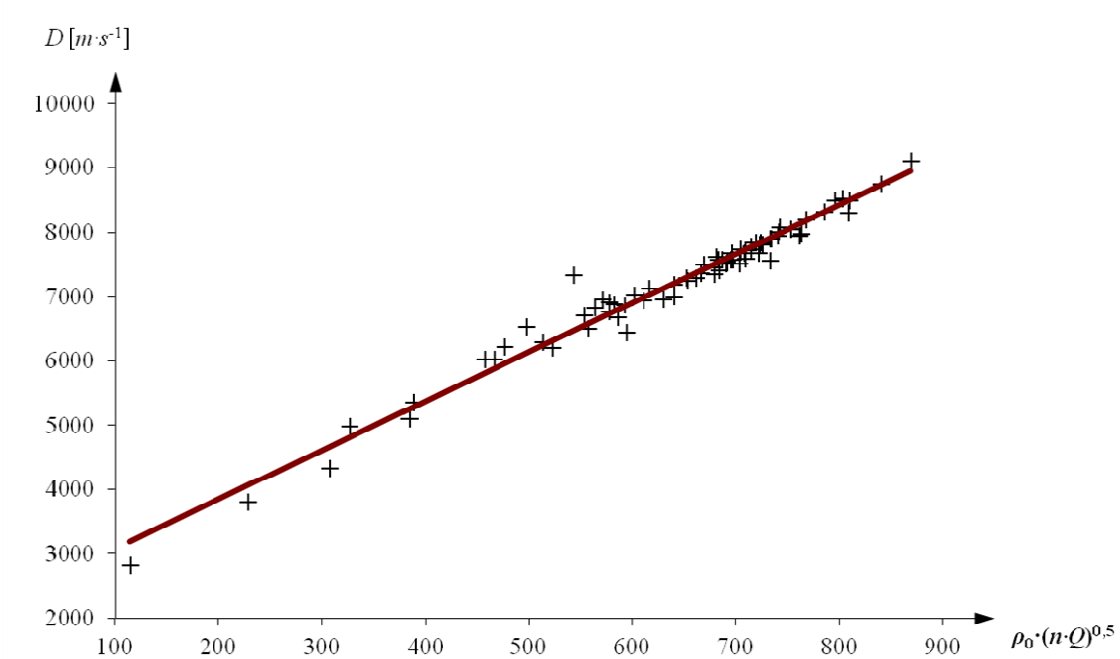
$$p = A \cdot \rho_0^2 \cdot n \cdot Q \quad (4.4.5)$$

где је A емпиријска константа. Изједначавањем и сређивањем израза 4.4.2 и 4.4.5, узевши у обзир једначину 4.4.4, добија се следећи општи израз за прорачун брзине детонације:

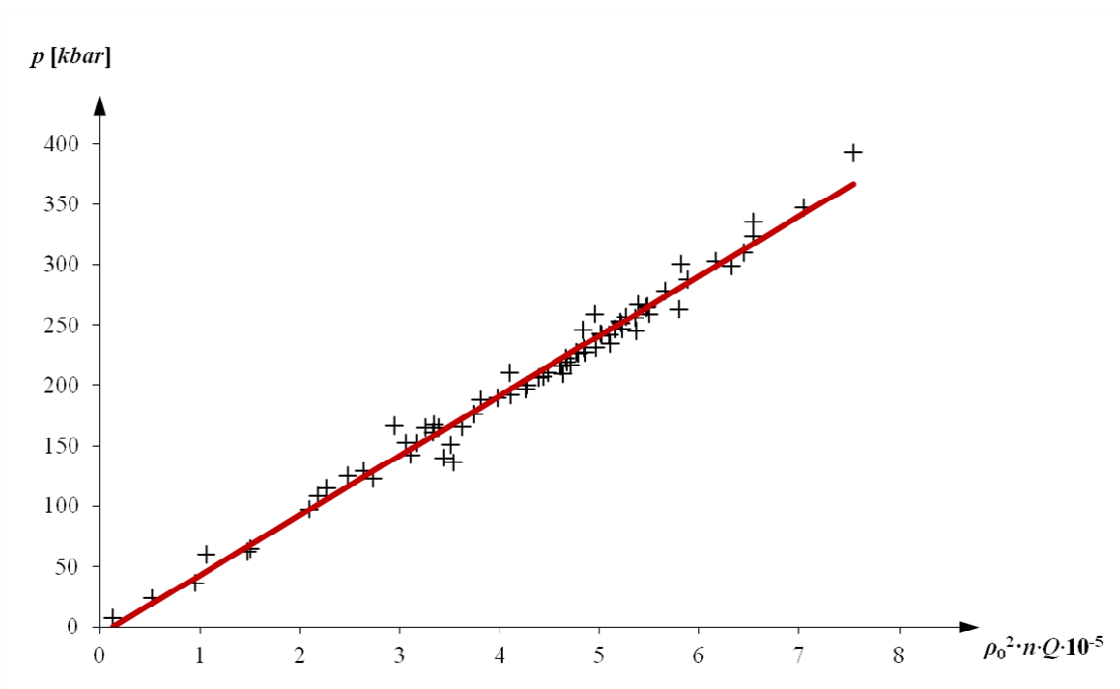
$$D = B + C \cdot \rho_0 \cdot \sqrt{n \cdot Q} \quad (4.4.6)$$

где су B и C емпиријске константе. Укупна количина гасовитих продуката детонације n рачуна се Авакјановом методом (поглавље 4.3).

Емпиријске константе A , B и C у изразима 4.4.5 и 4.4.6 одређују се статистички, помоћу регресионе анализе експерименталних података зависности притиска и брзине детонације од почетне густине ЕМ. У оквиру истраживања [Ј-Б 2012] извршена је регресиона анализа експерименталних вредности брзине и притиска детонације 25 експлозивних материја различитих густина (укупно 74 експлозивна састава). Дијаграми, коришћени при одређивању параметара разматраних зависности, приказани су на сликама 4.4.1 и 4.4.2.



Слика 4.4.1. Дијаграм одређивања параметара зависности брзине детонације од физичко-хемијског састава експлозивне материје



Слика 4.4.2. Дијаграм одређивања параметара зависности притиска детонације од физичко-хемијског састава експлозивне материје

Добијене су високе вредности коефицијента детерминације R^2 (0,9719 за брзину и 0,9825 за притисак детонације). Анализирано је и просечно одступање резултата прорачуна од експерименталних вредности. Добијено је просечно одступање

вредности брзине детонације за 1,6% и притиска детонације за 3,7%, што је и до двоструко мање у односу на одступања резултата добијених разматраним нумеричким моделом са БКВ ЈС [Богданов 2009] или помоћу полуемпиријске Камлетове методе [Камлет 1968].

Из услова максималне вредности коефицијента детерминације одређене су вредности емпиријских константи, тако да се у развијеном моделу детонације изрази 4.4.5 и 4.4.6 могу записати:

$$D_{mod} = 2264 + 7,71 \cdot \rho_0 \cdot \sqrt{n \cdot Q} \quad (4.4.7)$$

$$p_{mod} = 0,00048 \cdot \rho_0^2 \cdot n \cdot Q \quad (4.4.8)$$

где су ρ_0 почетна густина пуњења у $kg \cdot dm^{-3}$, n укупна количина гасовитих продуката детонације у $mol \cdot kg^{-1}$, Q апсолутна вредност топлоте експлозије у $kJ \cdot kg^{-1}$. Брзина детонације изражена је у $m \cdot s^{-1}$, док је притисак детонације у $kbar$ ($10^8 Pa = 0,1 GPa$). Уврштавањем добијених рачунских вредности (табеле 4.2.2 и 4.3.1) у изразе 4.4.7 и 4.4.8, добијају се изрази, који описују зависности $D(\rho_0)$ и $p(\rho_0)$. Наведене зависности приказани су у табели 4.4.1.

Табела 4.4.1. Изрази за прорачун параметара детонације разматраних сферичних барута

Редни број	Врста барута	Укупна количина гасовитих ПД, $n [mol \cdot kg^{-1}]$	Топлота експлозије $Q [kJ \cdot kg^{-1}]$	Рачунска брзина детонације (израз 4.4.7), $D_{mod} [m \cdot s^{-1}]$	Рачунски притисак детонације, (израз 4.4.8) $p_{mod} [kbar]$
1.	СБ-520	34,873	-3977,8	$2871,6 \cdot \rho_0 + 2264$	$66,6 \cdot \rho_0^2$
2.	СБ-412	36,858	-4491,3	$3136,9 \cdot \rho_0 + 2264$	$79,5 \cdot \rho_0^2$
3.	ДСБ-20	36,450	-4500,8	$3122,8 \cdot \rho_0 + 2264$	$78,7 \cdot \rho_0^2$
4.	ДСБ-15	36,860	-4357,1	$3089,8 \cdot \rho_0 + 2264$	$77,1 \cdot \rho_0^2$
5.	ДСБ-10	37,270	-4213,4	$3055,3 \cdot \rho_0 + 2264$	$75,4 \cdot \rho_0^2$
6.	ЈСБ	39,347	-3800,7	$2981,5 \cdot \rho_0 + 2264$	$71,8 \cdot \rho_0^2$

На основу добијених рачунских вредности (табеле 4.2.2 и 4.3.1) помоћу изрази 4.4.7 и 4.4.8 извршен је прорачун брзине и притиска детонације пуњења са сферичним барутима разматраних почетних густина и пречника 50 mm (поглавље 3.4). Добијени резултати приказани су у Табели 4.4.2.

Табела 4.4.2. Рачунски добијени параметри детонације разматраних СБ

Редни број	Врста барута	Опсег почетних густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Укупна количина гасовитих ПД, $n [mol \cdot kg^{-1}]$	Рачунска брзина детонације, $D_{mod} [m \cdot s^{-1}]$	Рачунски притисак детонације, $p_{mod} [kbar]$
1.	СБ-520	0,985 - 1,057	34,873	5092 - 5298	64,6 - 74,39
2.	СБ-412	0,474 - 0,514	36,858	3750 - 3876	17,85 - 20,99
3.	ДСБ-20	0,971 - 1,017	36,450	5295 - 5439	74,25 - 81,45
4.	ДСБ-15	0,985 - 1,024	36,860	5306 - 5427	74,79 - 80,83
5.	ДСБ-10	0,981 - 1,080	37,270	5260 - 5563	72,54 - 87,92
6.	ЈСБ	0,982 - 1,028*	39,347	5191 - 5328	69,22 - 75,86

* Разматрана су пуњења различитих пречника (65-90 mm).

5. АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА ИСТРАЖИВАЊА

5.1. Зависност брзине детонације од одстојања од места иницирања

На основу добијених експерименталних података (поглавље 3.2), извршен је прорачун времена простирања ДТ, на основу којег су одређене просечне брзине детонације кроз одређени део експлозивног пуњења са сферичним барутима. На основу података о времену наиласка ДТ до одређеног давача у ЕП τ_i , израчунате су вредности времена простирања ДТ кроз посматрани део пуњења t_i :

$$\begin{aligned} t_i &= \tau_i, \quad \text{за } i = 1 \text{ и} \\ t_i &= \tau_i - \tau_{i-1}, \quad \text{за } i > 1 \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

Добијене вредности употребљене су за прорачун просечне брзине детонације у посматраном делу пуњења:

$$D_i = \frac{l_i}{t_i} \quad (5.1.2)$$

Израчунате вредности D_i представљају просечне вредности брзине детонације н посматраном делу пуњења. Положај посматраног дела пуњења одређен је вредношћу X_i , која одговара положају средине посматраног дела пуњења.

Добијени резултати приказани су у табелама 5.1.1-5.1.5 и на сликама 5.1.1-5.1.5.

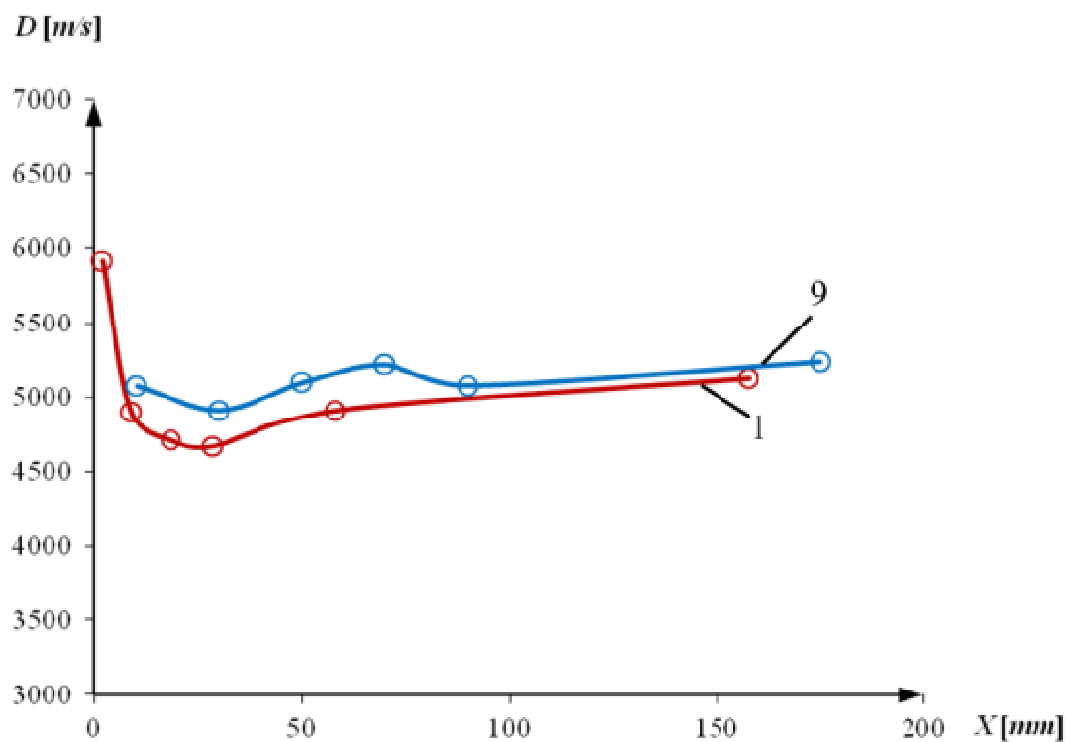
На основу добијених резултата зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања, одређени су следећи параметри:

1. гранична брзина детонације D_{gr} и
2. гранично одстојање од места иницирања $L_{gr.}$, након којег се брзина детонације значајно не мења.

Гранична брзина детонације одређена је као просечна вредност свих експериментално одређених брзина детонације, које се међусобно разликују за мање од вредности експерименталне грешке (1%). Гранично одстојање одређено је приближно, у циљу планирања даљих истраживања. За прецизније одређивање наведене вредности потребна би била додатна експериментална истраживања. Добијени резултати приказани су у табели 5.1.6.

Табела 5.1.1. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут СБ-520

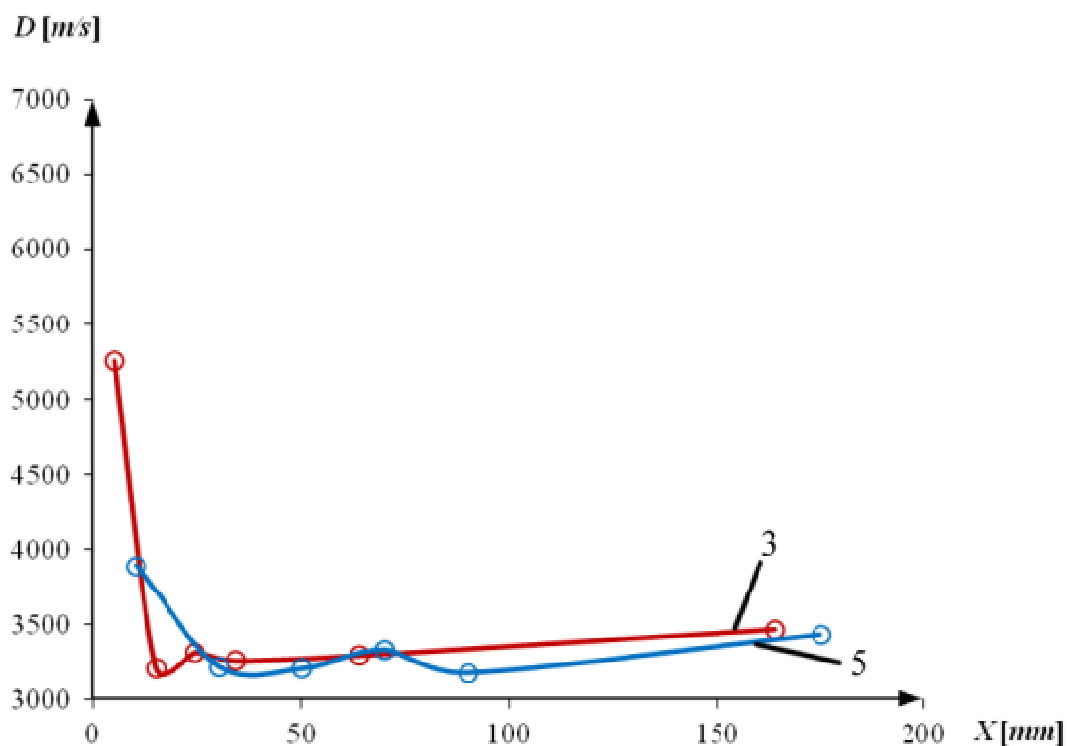
Редни број експеримента	Редни број давача, i	Положај дела пуњења, $X_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$	Време простирања ДТ кроз део пуњења, $t_i [\mu s]$	Брзина детонације, $D_i [m/s]$
1.	1.	1,9	0,651	0,651	5914
	2.	8,6	2,732	2,081	4905
	3.	18,5	5,011	2,930	4710
	4.	28,5	7,139	4,209	4672
	5.	58,0	16,828	12,619	4914
	6.	157,8	45,376	32,757	5130
9.	1.	10,0	3,940	3,940	5077
	2.	30,0	8,012	4,072	4911
	3.	50,0	11,934	7,862	5099
	4.	70,0	15,766	7,904	5219
	5.	90,0	19,703	11,799	5080
	6.	175,0	48,338	36,539	5238



Слика 5.1.1. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за СБ-520

Табела 5.1.2. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут СБ-412

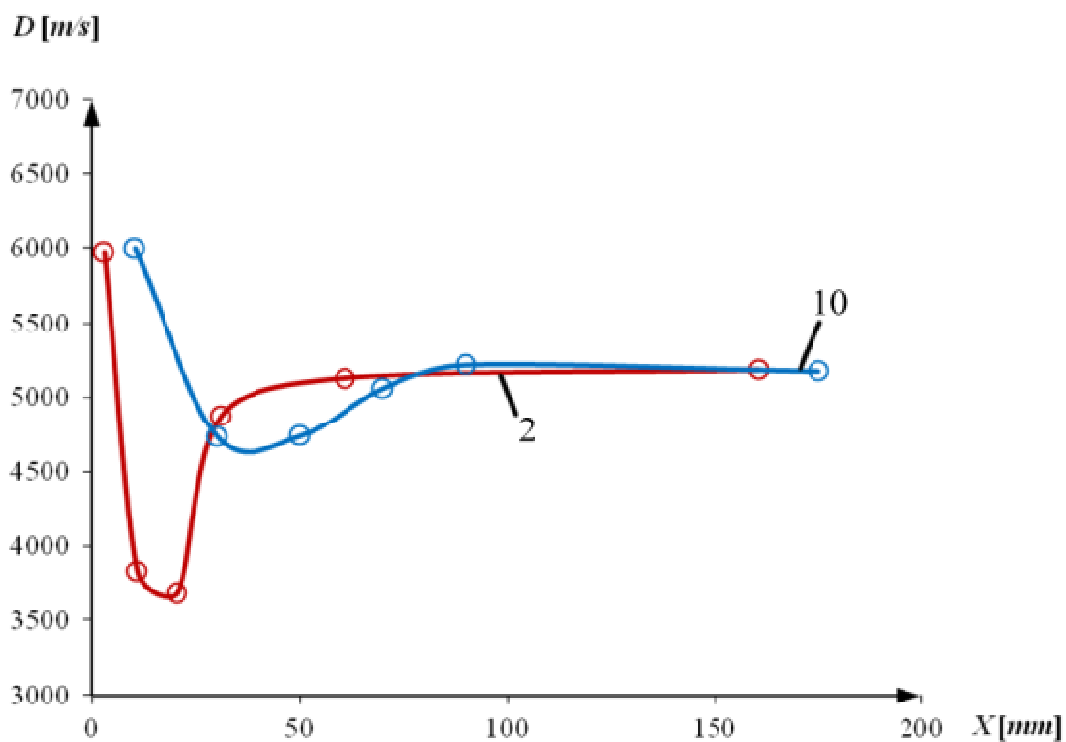
Редни број експеримента	Редни број давача, i	Положај дела пуњења, $X_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$	Време простирања ДТ кроз део пуњења, $t_i [\mu s]$	Брзина детонације, $D_i [m/s]$
3.	1.	5,0	1,882	1,882	5260
	2.	14,7	4,865	2,983	3218
	3.	24,4	7,792	4,809	3314
	4.	34,1	10,796	5,987	3262
	5.	64,0	25,938	19,951	3295
	6.	164,0	69,244	49,293	3468
5.	1.	10,0	5,137	5,137	3893
	2.	30,0	11,336	6,199	3226
	3.	50,0	17,563	11,364	3212
	4.	70,0	23,565	12,202	3332
	5.	90,0	29,846	17,644	3184
	6.	175,0	73,561	55,916	3431



Слика 5.1.2. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за СБ-412

Табела 5.1.3. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-20

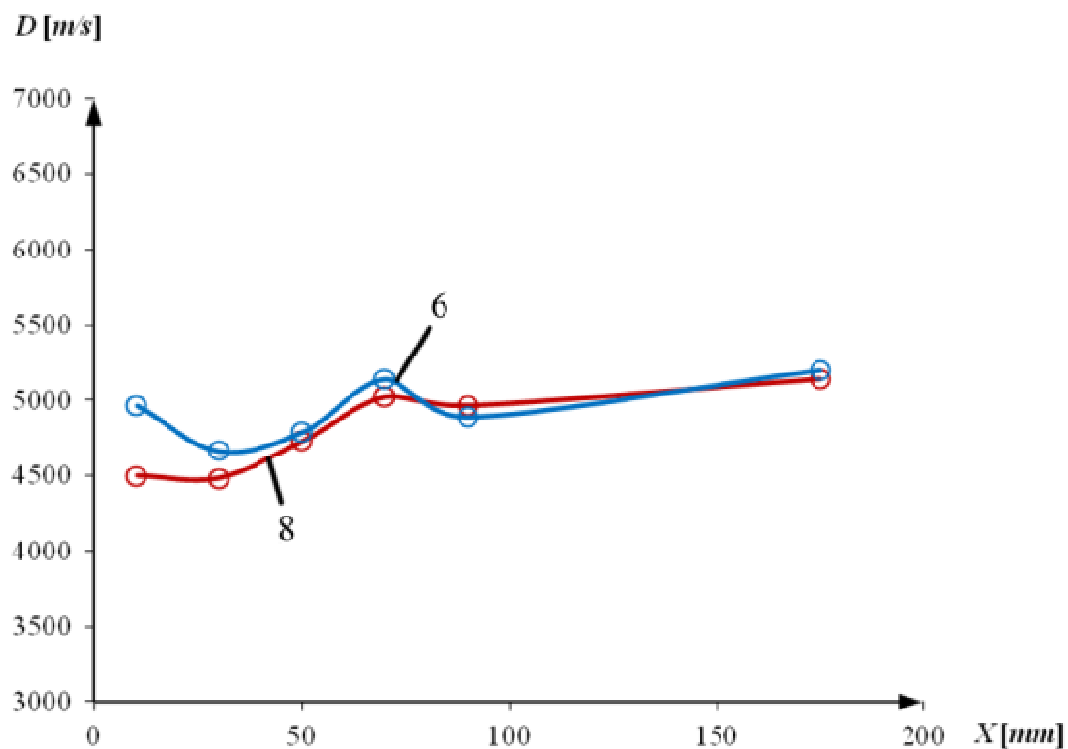
Редни број експеримента	Редни број давача, i	Положај дела пуњења, $X_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$	Време простирања ДТ кроз део пуњења, $t_i [\mu s]$	Брзина детонације, $D_i [m/s]$
2.	1.	2,9	0,971	0,971	5973
	2.	10,6	3,462	2,491	3834
	3.	20,6	6,278	3,787	3693
	4.	31,1	8,450	4,663	4880
	5.	61,1	18,079	13,416	5130
	6.	160,6	46,936	33,520	5186
10.	1.	10,0	3,334	3,334	5999
	2.	30,0	7,556	4,222	4737
	3.	50,0	11,772	7,550	4744
	4.	70,0	15,722	8,172	5063
	5.	90,0	19,554	11,382	5219
	6.	175,0	48,530	37,148	5177



Слика 5.1.3. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-20

Табела 5.1.4. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-15

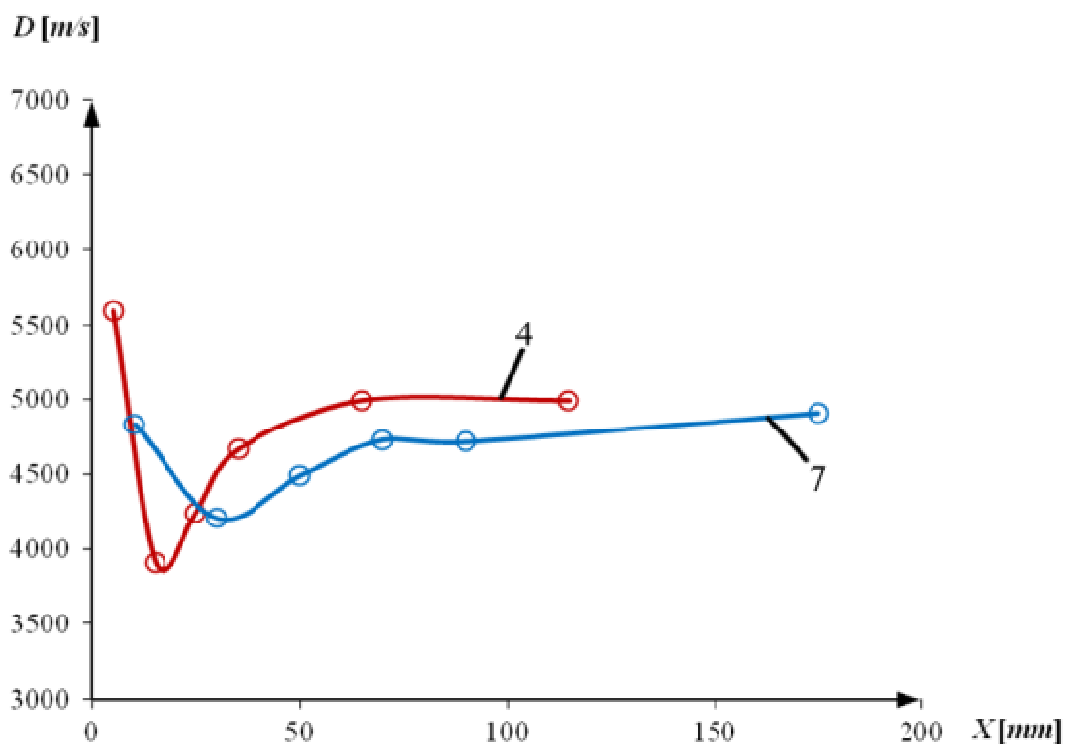
Редни број експеримента	Редни број давача, i	Положај дела пуњења, $X_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$	Време простирања ДТ кроз део пуњења, $t_i [\mu s]$	Брзина детонације, $D_i [m/s]$
6.	1.	10,0	4,029	4,029	4964
	2.	30,0	8,316	4,287	4665
	3.	50,0	12,488	8,201	4793
	4.	70,0	16,382	8,181	5136
	5.	90,0	20,472	12,290	4891
	6.	175,0	49,343	37,052	5195
8.	1.	10,0	4,449	4,449	4496
	2.	30,0	8,913	4,464	4480
	3.	50,0	13,138	8,674	4733
	4.	70,0	17,118	8,444	5025
	5.	90,0	21,145	12,701	4967
	6.	175,0	50,318	37,617	5142



Слика 5.1.4. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-15

Табела 5.1.5. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-10

Редни број експеримента	Редни број давача, i	Положај дела пуњења, $X_i [mm]$	Време од иницирања до наиласка до давача, $\tau_i [\mu s]$	Време простирања ДТ кроз део пуњења, $t_i [\mu s]$	Брзина детонације, $D_i [m/s]$
4.	1.	5,1	1,813	1,813	5598
	2.	15,1	4,345	2,532	3910
	3.	24,9	6,630	4,098	4245
	4.	35,1	8,901	4,803	4668
	5.	65,2	18,837	14,034	4997
	6.	114,8	28,766	14,732	4995
7.	1.	10,0	4,138	4,138	4833
	2.	30,0	8,889	4,751	4210
	3.	50,0	13,339	8,588	4494
	4.	70,0	17,568	8,980	4729
	5.	90,0	21,810	12,830	4715
	6.	175,0	52,361	39,531	4910



Слика 5.1.5. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-10

Табела 5.1.6. Вредности граничне вредности брзине детонације и граничног одстојања од места иницирања, одређене на основу експерименталних резултата

Редни број	Врста барута	Гранична брзина детонације, D_i [m/s]	Гранично одстојање од места иницирања, L_{gr} [mm]
1.	СБ-520	5114	50
2.	СБ-412	3327	30
3.	ДСБ-20	5194	60
4.	ДСБ-15	5059	60
5.	ДСБ-10	4967	60

Поред тога, одређене су и брзине детонације на одстојању 90 и 175 *mm* од места иницирања (D_{90} и D_{175}), која су неопходна за обраду експерименталних података у циљу одређивања закривљености детонационог таласа (поглавље 5.4). Наведене вредности су одређене као просечне вредности брзине детонације на посматраном одстојању. Вредности између експерименталних тачака одређене су линеарном интерполацијом.

Табела 5.1.7. Брзине детонације на одстојању 90 и 175 *mm* од места иницирања

Редни број	Врста барута	Брзина детонације на одстојању L од места иницирања, D_L [m·s ⁻¹]			
		$D_{90,i}$	D_{90}	$D_{175,i}$	D_{175}
1.	СБ-520	4983	5032	5167	5203
		5080		5238	
2.	СБ-412	3340	3262	3487	3459
		3184		3431	
3.	ДСБ-20	5147	5183	5194	5185
		5219		5177	
4.	ДСБ-15	4891	4929	5195	5169
		4967		5142	
5.	ДСБ-10	4996	4856	4994	4952
		4715		4910	

5.2. Зависност брзине детонације од пречника пуњења

Експериментално добијени резултати мерења брзине детонације у пуњењима различитих пречника (поглавље 3.3.2) обрађени су у циљу добијања израза, који прецизно описује наведену зависност. Поред тога, коришћени су и одговарајући експериментални подаци, приказани у поглављима 3.2.3 и 3.2.6. У анализи је коришћен израз, изведен на основу Кемпбел-Енгелкеовог модела зависности (израз 2.3.14):

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{d - d_{kr}} \right) \quad (5.2.1)$$

где су за посматрано пуњење од исте врсте ЕМ: a ширина зоне хемијских реакција, d пречник пуњења и d_{kr} критични пречник пуњења. Помоћу регресионе анализе експерименталних података за сваки разматрани сферични барут одређени су параметри израза 5.2.1, за који је коефицијент детерминације максималан. Прорачунске вредности брзине детонације D_{calc} израчунате су помоћу израза 5.2.1, за које је анализирано релативно одступање од експерименталних вредности D_{exp} , према изразу:

$$\varepsilon_p = \frac{|D_{calc} - D_{exp}|}{D_{exp}} \quad (5.2.2)$$

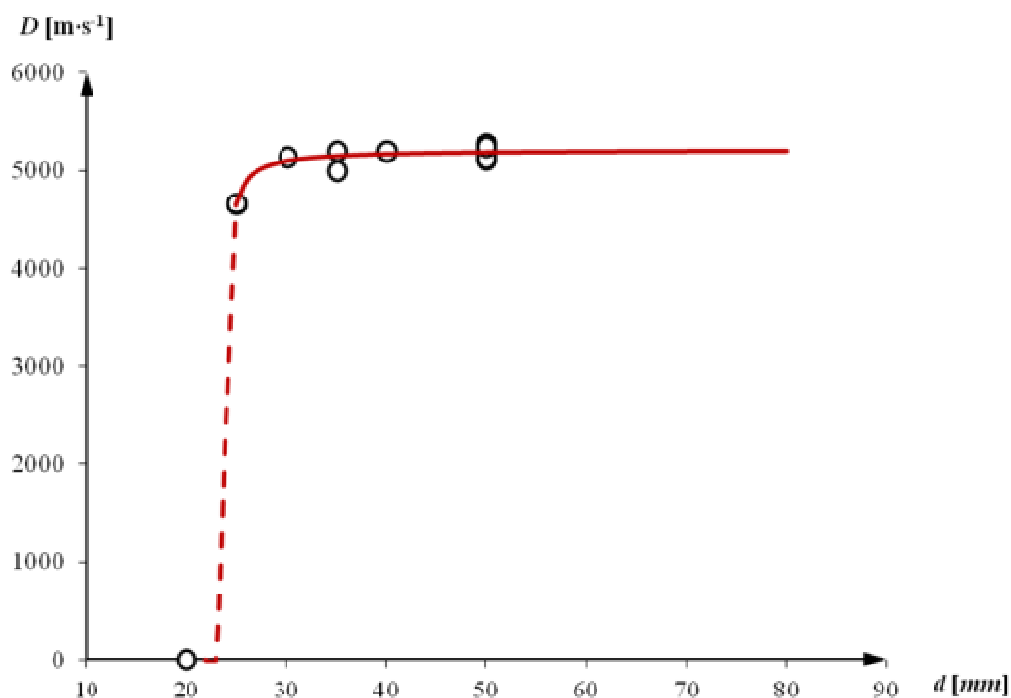
Током регресионе анализе података коришћен је рачунарски програм *Microsoft Excell 2007* са алатом *Solver*. Добијени параметри израза 5.2.1 за разматране баруте приказани су збирно у табели 5.2.1, док су анализиране вредности са одговарајућим ε_p приказане у табелама 5.2.2-5.2.7 и на сликама 5.2.1-5.2.6.

Табела 5.2.1. Добијени параметри зависности брзине детонације од пречника пуњења са разматраним сферичним барутима

Редни број	Врста барута	$D_{\infty} [m \cdot s^{-1}]$	$a [mm]$	$d_{kr} [mm]$
1.	СБ-520	5210	0,13	23,75
2.	СБ-412	3483	0,34	16,78
3.	ДСБ-20	5327	0,74	20,30
4.	ДСБ-15	5305	0,75	22,64
5.	ДСБ-10	5113	0,14	30,04
6.	ЈСБ	5100	0,06	63,30

Табела 5.2.2. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са СБ-520

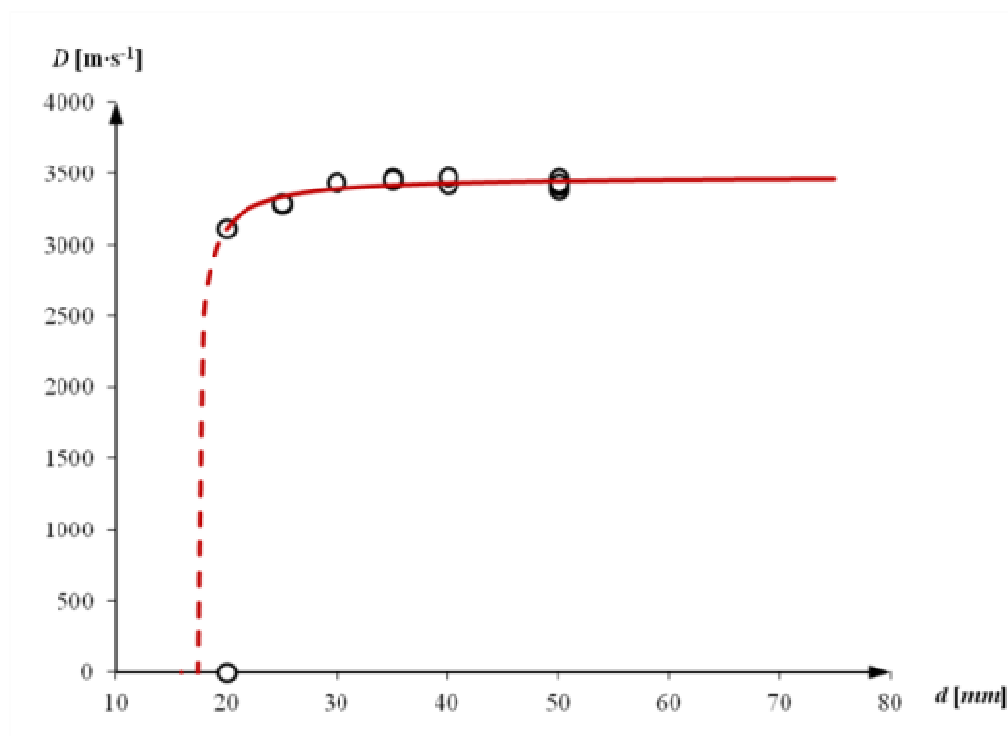
Редни број	Пречник пуњења, d [mm]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Брзина детонације [m·s ⁻¹]		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	20	0,955	-	-	-
2.	25	1,001	4651	4657	0,1%
3.	25	0,960	4662	4657	0,1%
4.	30	0,990	5141	5099	0,8%
5.	35	1,007	5194	5148	0,9%
6.	35	0,992	5000	5148	3,0%
7.	40	1,007	5194	5167	0,5%
8.	50	1,057	5115	5183	1,3%
9.	50	0,985	5167	5183	0,3%
10.	50	1,035	5208	5183	0,5%
11.	50	1,055	5277	5183	1,8%
12.	50	1,020	5130	5183	1,0%
13.	50	1,043	5238	5183	1,0%
Укупно			$R^2 = 0,9039$		0,9%



Слика 5.2.1. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са СБ-520

Табела 5.2.3. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са СБ-412

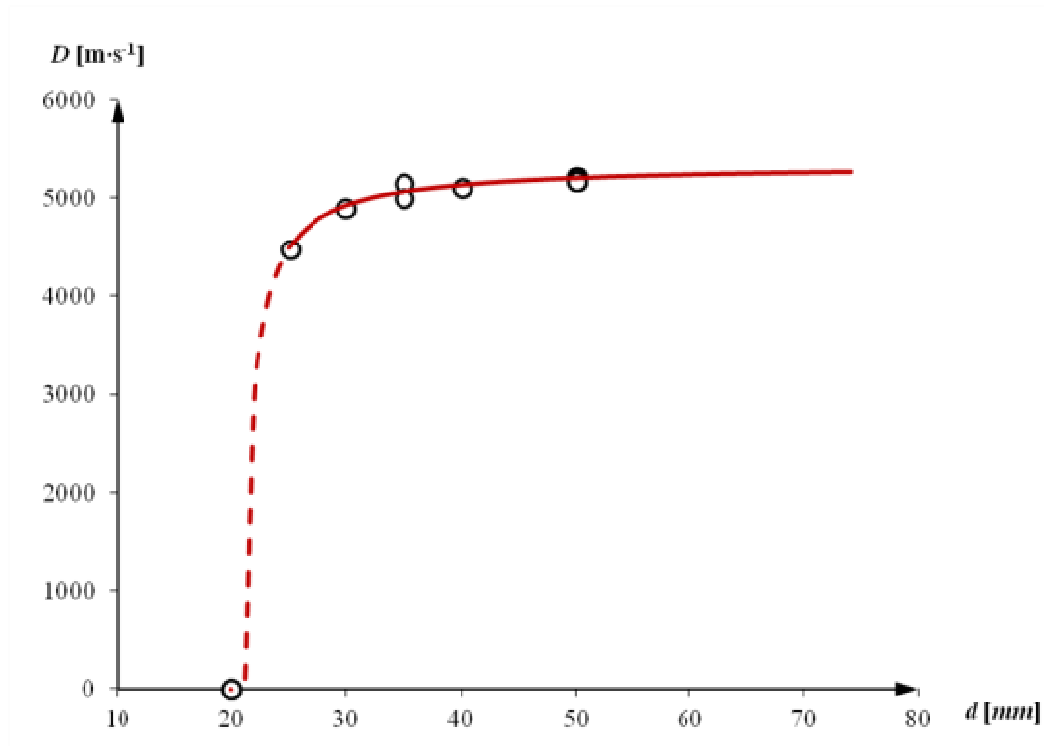
Редни број	Пречник пуњења, $d [mm]$	Почетна густина пуњења, $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Брзина детонације $[m \cdot s^{-1}]$		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	20	0,473	-	-	-
2.	20	0,464	3120	3113	0,2%
3.	25	0,477	3292	3338	1,4%
4.	25	0,501	3294	3338	1,3%
5.	30	0,465	3442	3393	1,4%
6.	35	0,469	3454	3417	1,1%
7.	35	0,478	3472	3417	1,6%
8.	35	0,475	3466	3417	1,4%
9.	40	0,468	3424	3431	0,2%
10.	40	0,509	3478	3431	1,3%
11.	50	0,509	3389	3447	1,7%
12.	50	0,492	3422	3447	0,7%
13.	50	0,506	3442	3447	0,1%
14.	50	0,514	3418	3447	0,8%
15.	50	0,485	3418	3447	0,8%
16.	50	0,475	3468	3447	0,6%
17.	50	0,474	3431	3447	0,5%
Укупно			$R^2 = 0,8334$		1,0%



Слика 5.2.2. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са СБ-412

Табела 5.2.4. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-20

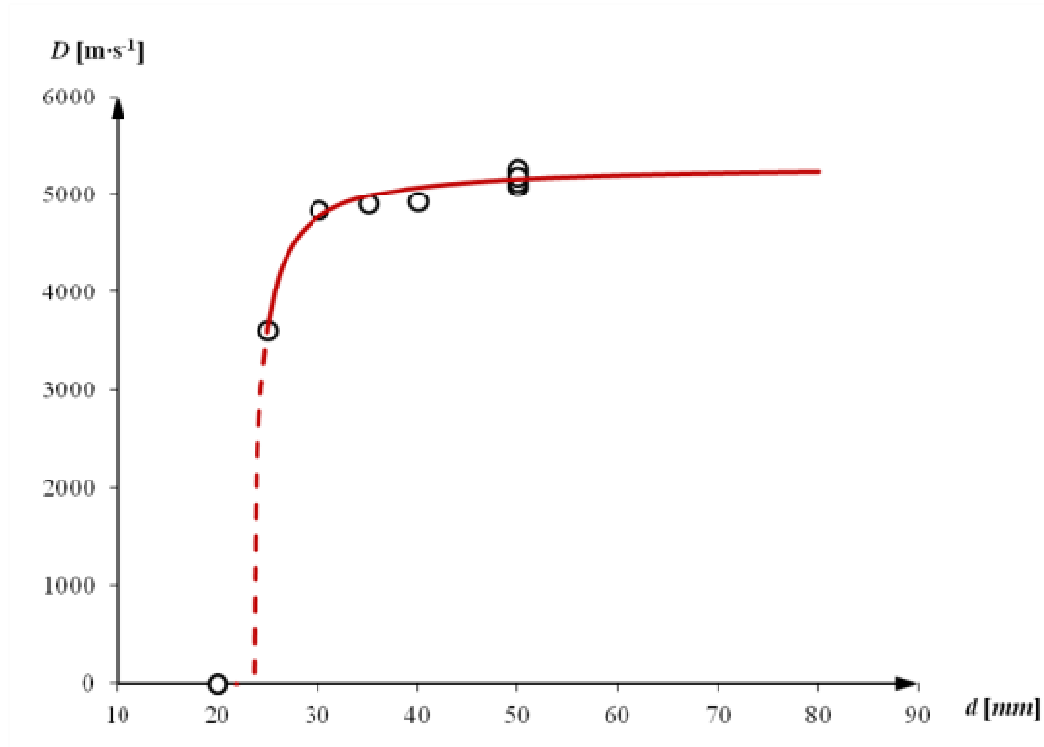
Редни број	Пречник пуњења, d [mm]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Брзина детонације [m·s ⁻¹]		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	20	0,909	-	-	-
2.	20	0,909	-	-	-
3.	25	0,896	4484	4483	0,0%
4.	30	0,958	4901	4918	0,3%
5.	35	0,986	5154	5057	1,9%
6.	35	0,974	5000	5057	1,1%
7.	40	0,980	5102	5126	0,5%
8.	50	1,017	5221	5194	0,5%
9.	50	0,984	5194	5194	0,0%
10.	50	0,989	5208	5194	0,3%
11.	50	0,971	5168	5194	0,5%
12.	50	1,000	5177	5194	0,3%
Укупно			$R^2 = 0,9667$		0,5%



Слика 5.2.3. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са ДСБ-20

Табела 5.2.5. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-15

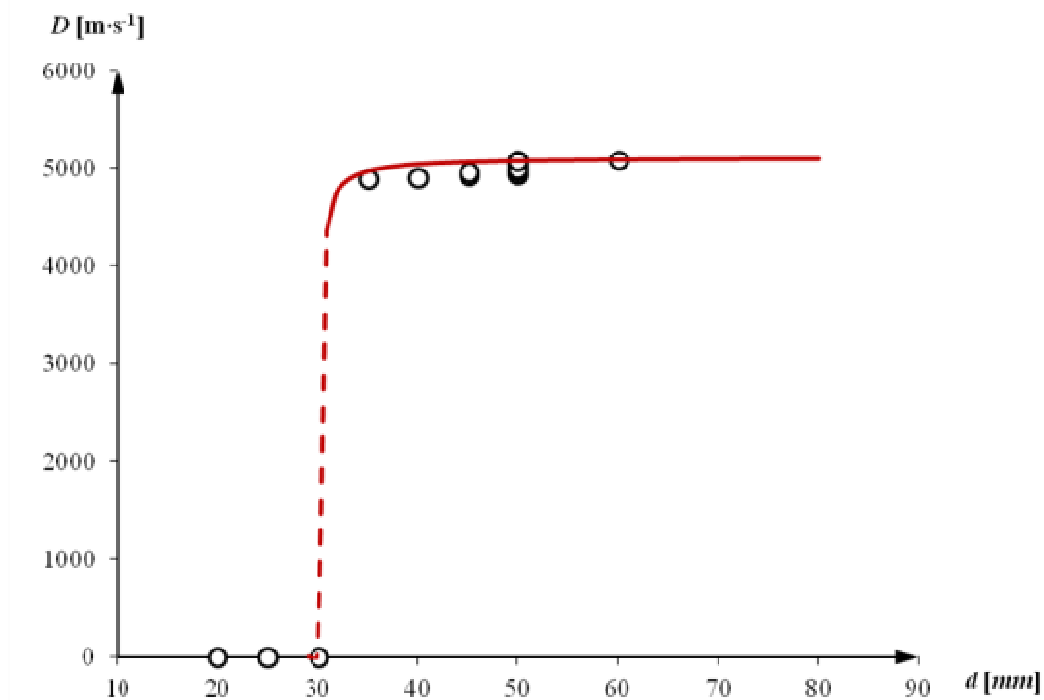
Редни број	Пречник пуњења, d [mm]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Брзина детонације [m·s ⁻¹]		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	20	0,891	-	-	-
2.	20	0,921	-	-	-
3.	25	0,925	3623	3627	0,1%
4.	30	0,970	4842	4767	1,5%
5.	35	0,977	4914	4985	1,4%
6.	40	0,969	4938	5077	2,8%
7.	50	1,024	5089	5160	1,4%
8.	50	0,985	5235	5160	1,4%
9.	50	1,013	5277	5160	2,2%
10.	50	0,993	5142	5160	0,4%
11.	50	0,992	5195	5160	0,7%
Укупно			$R^2 = 0,9730$		1,3%



Слика 5.2.4. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са ДСБ-15

Табела 5.2.6. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-10

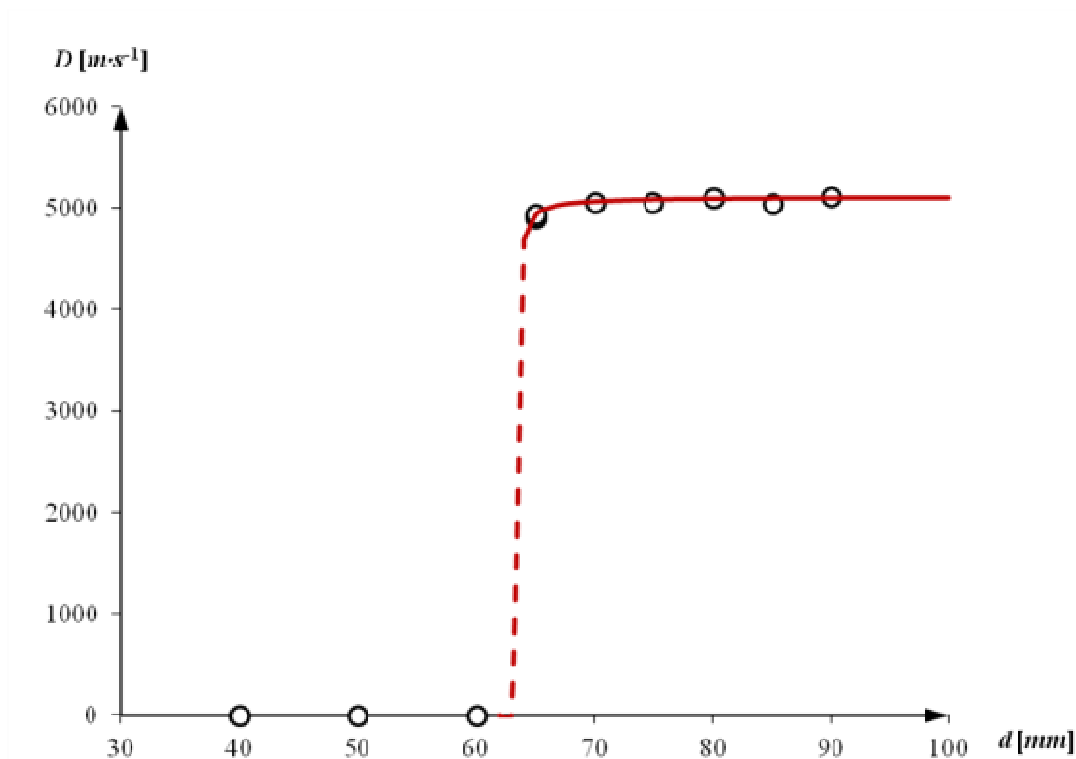
Редни број	Пречник пуњења, d [mm]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Брзина детонације [m·s ⁻¹]		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	20	0,909	-	-	-
2.	25	0,978	-	-	-
3.	30	0,958	-	-	-
4.	35	0,965	4901	4969	1,4%
5.	40	0,982	4914	5041	2,6%
6.	45	0,968	4938	5065	2,6%
7.	45	0,981	4963	5065	2,1%
8.	50	0,985	4950	5077	2,6%
9.	50	1,019	4975	5077	2,1%
10.	50	1,013	5051	5077	0,5%
11.	50	0,997	5000	5077	1,5%
12.	50	1,080	5098	5077	0,4%
13.	50	0,981	5076	5077	0,0%
14.	60	0,986	5089	5089	0,0%
Укупно			$R^2 = 0,8132$		1,4%



Слика 5.2.5. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са ДСБ-10

Табела 5.2.7. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ЈСБ

Редни број	Пречник пуњења, d [mm]	Почетна густина пуњења, ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Брзина детонације [m·s ⁻¹]		
			Експеримент D_{exp}	Модел, D_{calc}	ε_p
1.	40	0,982	-	-	-
2.	50	0,988	-	-	-
3.	60	0,994	-	-	-
4.	65	0,993	4914	4932	0,4%
5.	65	1,003	4950	4932	0,4%
6.	70	0,997	5063	5058	0,1%
7.	75	0,995	5063	5076	0,3%
8.	80	1,028	5102	5083	0,4%
9.	85	1,001	5051	5087	0,7%
10.	90	1,012	5115	5090	0,5%
Укупно			$R^2 = 0,9089$		0,4%



Слика 5.2.6. Дијаграм зависности $D(d)$ код пуњења са ЈСБ

На овај начин одређени параметри у Кемпбел-Енгелкеовом изразу зависности $D(d)$ имају задовољавајуће високе коефицијенте детерминације R^2 (од 0,8132 до 0,9667). Степен корелације прорачунских брзина детонације у односу на

експерименталне податке је такође задовољавајуће висок, где је просечно одступање 0,4-1,4%, што је у оквирима експерименталне грешке.

5.3. Зависност брзине детонације од почетне густине пуњења

Експериментално добијени резултати мерења брзине детонације у пуњењима пречника 50 mm различитих почетних густина (поглавље 3.4) обрађени су помоћу регресионе анализе. Поред тога, коришћени су и одговарајући експериментални подаци за двобазне сферичне баруте, приказани у поглављима 3.2 и 3.3. Основни циљ анализе био је добијања израза, који описује зависност $D(\rho_0)$ за посматране сферичне баруте у распону разматраних густина. На основу добијених експерименталних података, разматрана је линеарна зависност:

$$D = a_1 \cdot \rho_0 + a_2 \quad (5.3.1)$$

где су a_1 и a_2 параметри праве, за које је регресионом анализом добијена максимална вредност коефицијента детерминације. Током обраде података коришћен је рачунарски програм *Microsoft Excell 2007* са програмским алатом *Solver*.

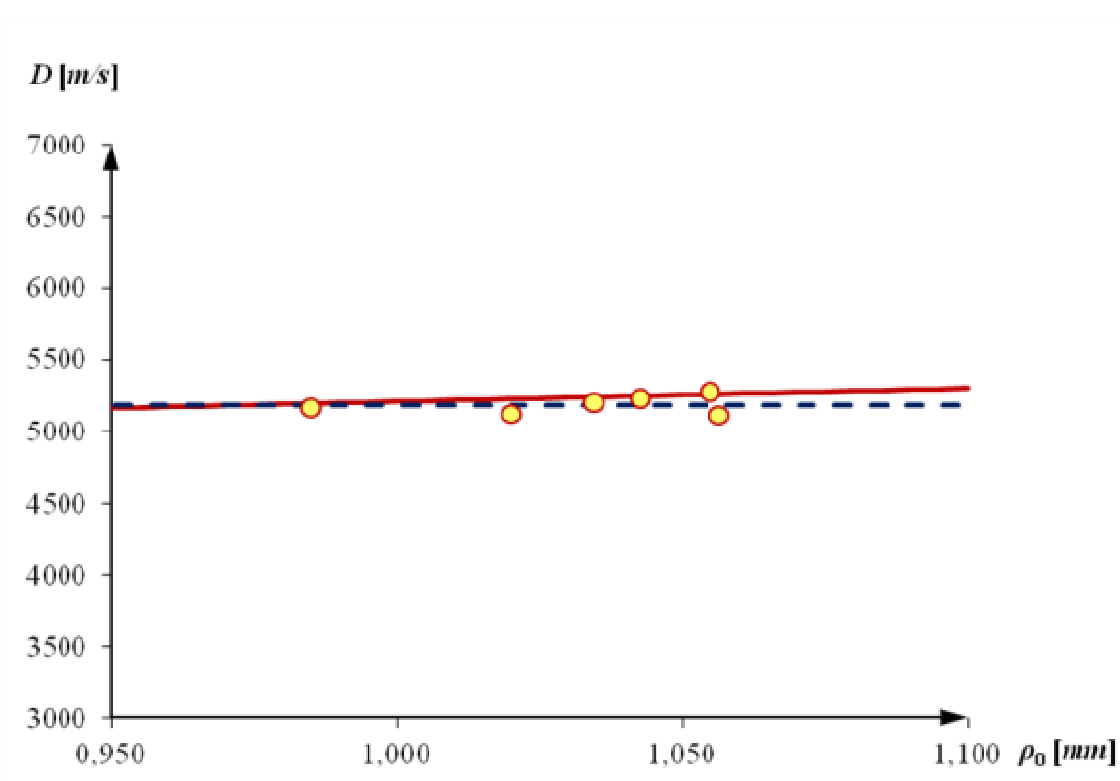
Поред тога, вршена је и анализа релативних одступања просечних вредности брзине детонације D_{pr} од добијених експерименталних података. Добијени параметри израза 5.3.1 за разматране баруте приказани су збирно у табели 5.3.1. Анализирани подаци са одговарајућим релативним одступањем прорачунских и експерименталних вредности приказане су у табелама 5.3.2-5.3.7 и на сликама 5.3.1-5.3.6 (зависност према изразу 5.3.1 приказана је црвеном непрекидном линијом, док је просечна брзина детонације приказана испрекиданом плавом линијом).

Табела 5.3.1. Преглед резултата регресионе анализе експерименталних података зависности брзине детонације од густине пуњења са сферичним барутима

Редни број	Врста барута	Опсег разматраних почетних густина пуњења, ρ_0 [$kg \cdot dm^{-3}$]	Просечна брзина детонације, D_{pr} [$m \cdot s^{-1}$]	Параметри израза 5.3.1	
				a_1 [$m^4 \cdot g^{-1} \cdot s^{-1}$]	a_2 [$m \cdot s^{-1}$]
1.	СБ-520	0,985 - 1,057	5189	896	4317
2.	СБ-412	0,474 - 0,514	3427	-292	3564
3.	ДСБ-20	0,971 - 1,017	5194	877	4323
4.	ДСБ-15	0,985 - 1,024	5188	821	4365
5.	ДСБ-10	0,981 - 1,080	5036	842	4184

Табела 5.3.2. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са СБ-520 различитих почетних густина

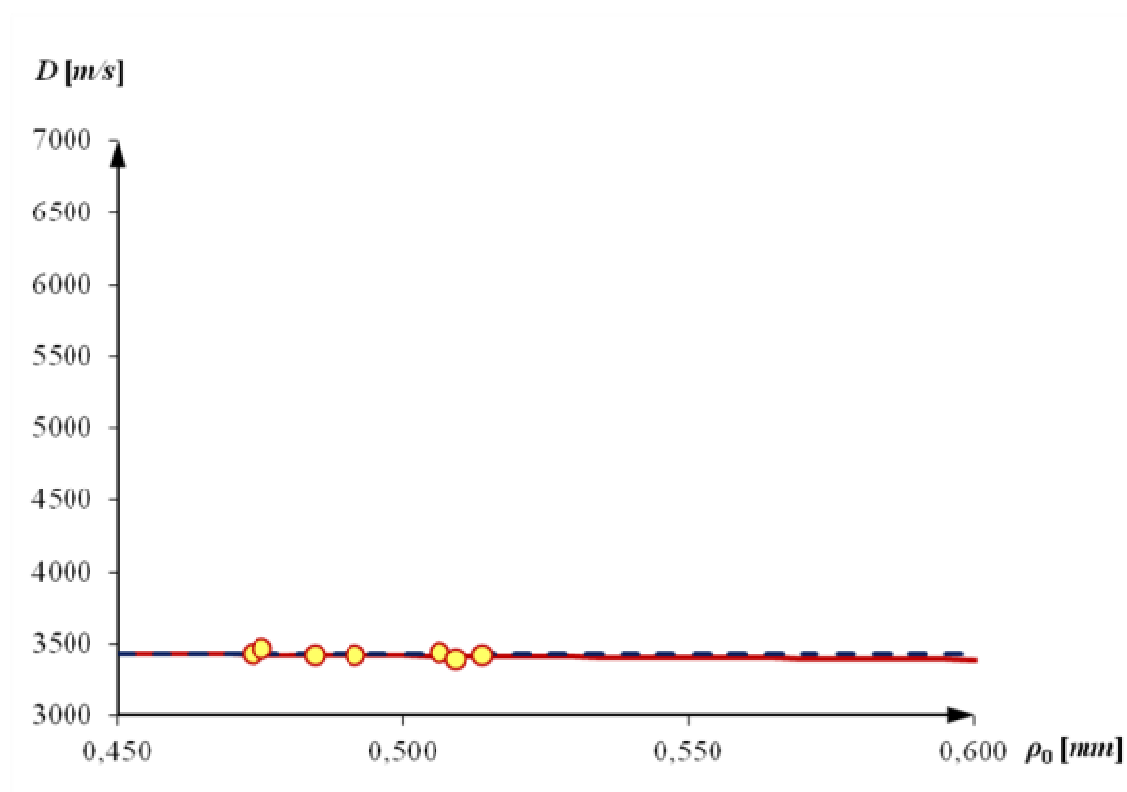
Редни број	Почетна густина пуњења, $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Експериментална брзина детонације, $D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	Одступање прорачунске брзина детонације (израз 5.3.1)		Одступање просечне брзина детонације	
			$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p	$D_{pr} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
1.	0,985	5167	5200	0,63%	5189	0,43%
2.	1,020	5130	5231	1,96%		1,15%
3.	1,035	5208	5244	0,69%		0,36%
4.	1,043	5238	5251	0,25%		0,94%
5.	1,055	5277	5262	0,28%		1,66%
6.	1,057	5115	5264	2,91%		1,45%
Укупно			1,12%		1,00%	



Слика 5.3.1. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са СБ-520

Табела 5.3.3. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са СБ-412 различитих почетних густина

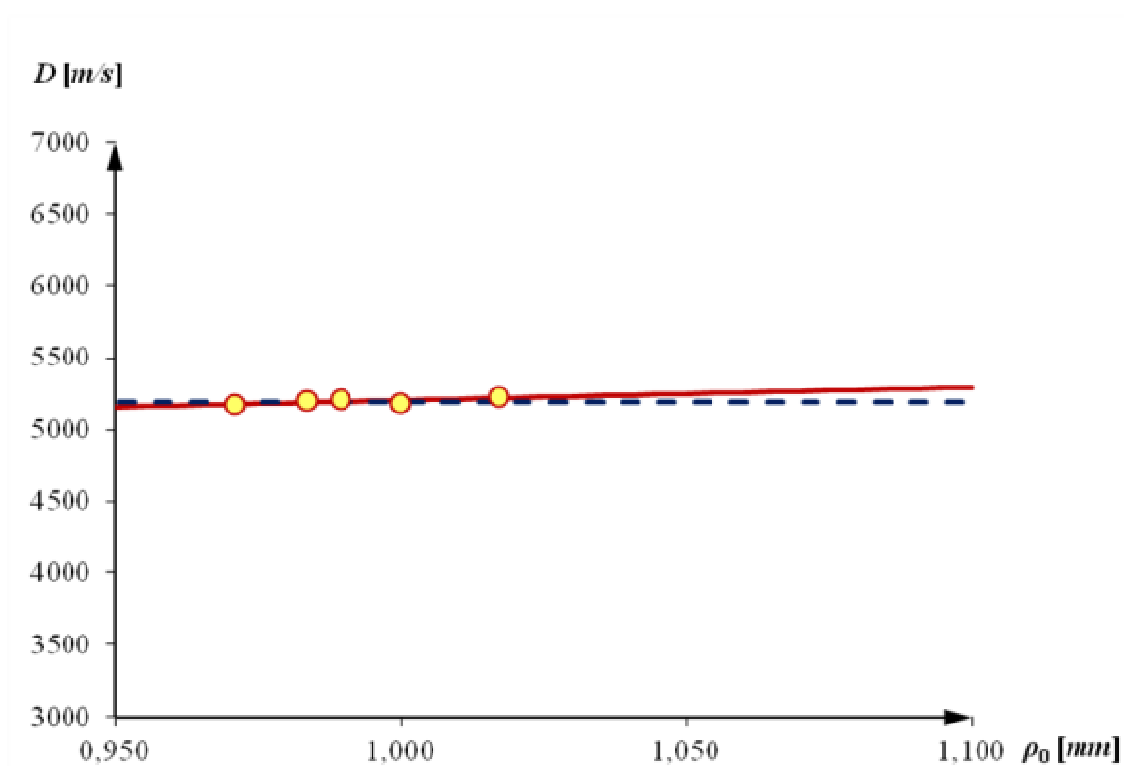
Редни број	Почетна густина пуњења, ρ_0 [$kg \cdot dm^{-3}$]	Експериментална брзина детонације, D_{exp} [$m \cdot s^{-1}$]	Одступање прорачунске брзина детонације (израз 5.3.1)		Одступање просечне брзина детонације	
			D_{calc} [$m \cdot s^{-1}$]	ε_p	D_{pr} [$m \cdot s^{-1}$]	ε_p
1.	0,474	3431	3426	0,17%	3427	0,13%
2.	0,475	3468	3425	1,25%		1,19%
3.	0,485	3418	3422	0,13%		0,26%
4.	0,492	3422	3420	0,05%		0,14%
5.	0,506	3442	3416	0,75%		0,44%
6.	0,509	3389	3415	0,77%		1,12%
7.	0,514	3418	3414	0,12%		0,26%
Укупно			0,46%		0,51%	



Слика 5.3.2. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са СБ-412

Табела 5.3.4. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-20 различитих почетних густина

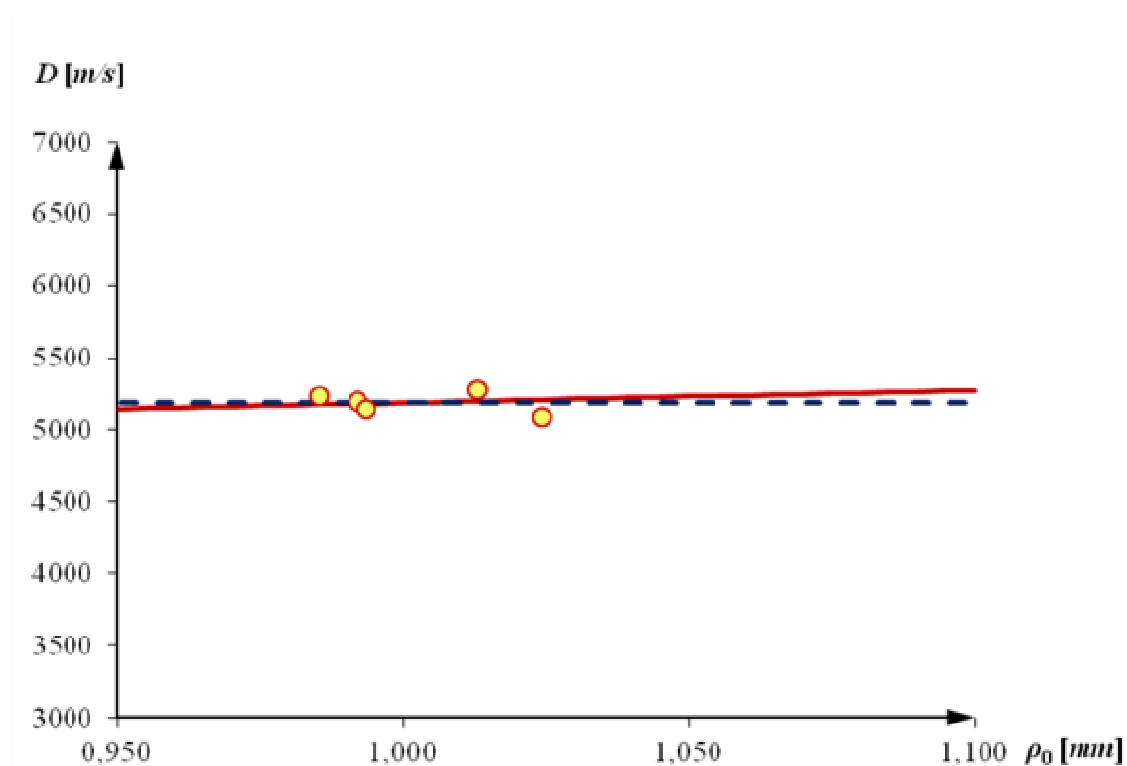
Редни број	Почетна густина пуњења, ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{dm}^{-3}$]	Експериментална брзина детонације, D_{exp} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	Одступање прорачунске брзина детонације (израз 5.3.1)		Одступање просечне брзина детонације	
			D_{calc} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	ε_p	D_{pr} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	ε_p
1.	0,971	5168	5174	0,12%	5194	0,50%
2.	0,984	5194	5180	0,27%		0,00%
3.	0,989	5208	5181	0,52%		0,27%
4.	1,000	5177	5197	0,38%		0,33%
5.	1,017	5221	5206	0,28%		0,52%
Укупно			0,31%		0,32%	



Слика 5.3.3. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-20

Табела 5.3.5. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-15 различитих почетних густина

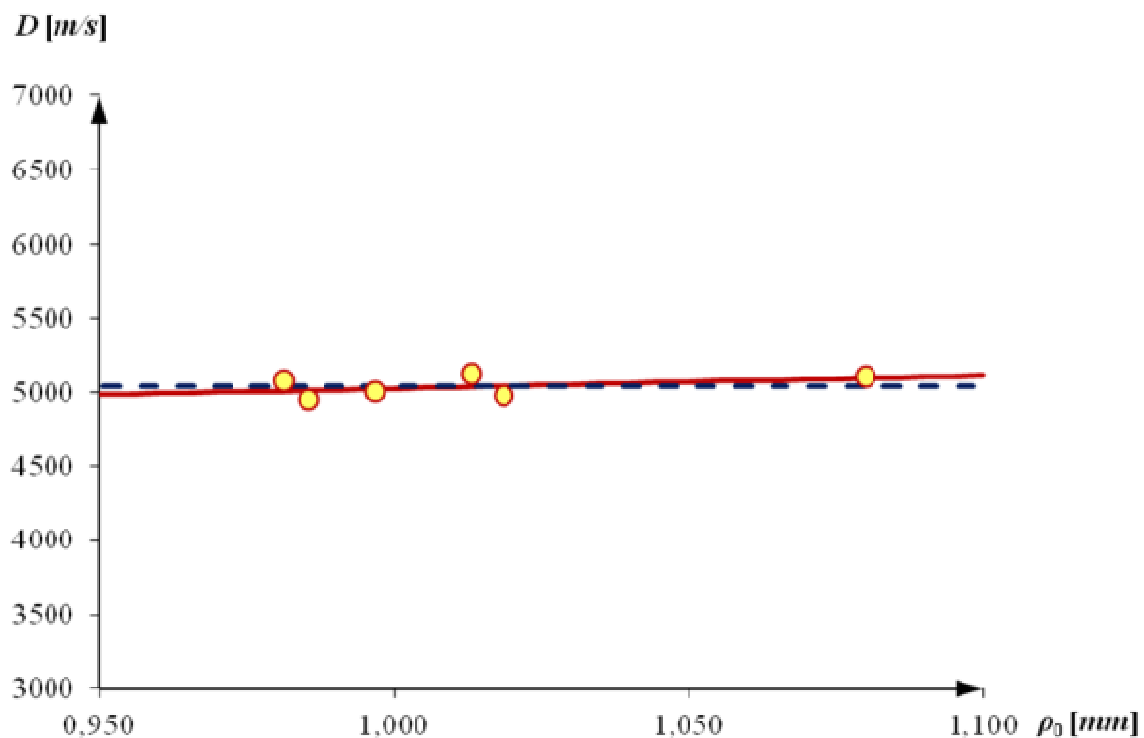
Редни број	Почетна густина пуњења, ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{dm}^{-3}$]	Експериментална брзина детонације, D_{exp} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	Одступање прорачунске брзина детонације (израз 5.3.1)		Одступање просечне брзина детонације	
			D_{calc} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	ε_p	D_{pr} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	ε_p
1.	0,985	5235	5174	1,16%	5188	0,90%
2.	0,992	5195	5180	0,30%		0,14%
3.	0,993	5142	5181	0,76%		0,90%
4.	1,013	5277	5197	1,52%		1,69%
5.	1,024	5089	5206	2,31%		1,95%
Укупно			1,21%		1,11%	



Слика 5.3.4. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-15

Табела 5.3.6. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-10 различитих почетних густина

Редни број	Почетна густина пуњења, ρ_0 [$kg \cdot dm^{-3}$]	Експериментална брзина детонације, D_{exp} [$m \cdot s^{-1}$]	Одступање прорачунске брзина детонације (израз 5.3.1)		Одступање просечне брзина детонације	
			D_{calc} [$m \cdot s^{-1}$]	ε_p	D_{pr} [$m \cdot s^{-1}$]	ε_p
1.	0,981	5076	5009	1,31%	5036	0,79%
2.	0,985	4950	5013	1,27%		1,74%
3.	0,997	5000	5023	0,45%		0,72%
4.	1,013	5115	5036	1,54%		1,54%
5.	1,019	4975	5041	1,33%		1,23%
6.	1,080	5098	5092	0,11%		1,22%
Укупно			1,00%		1,21%	



Слика 5.3.5. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-10

На основу добијених резултата, уочава се следеће:

- регресионом анализом добијени су параметри линеарне зависности $D(\rho_0)$, где коефицијенти правца a_1 имају позитивне вредности за већину разматраних сферичних барута, одн. брзина детонације расте са повећањем почетне густине пуњења;
- код СБ-412, за разлику од других разматраних барута, брзина детонације опада са повећањем густине;
- просечно одступање рачунских вредности брзине детонације је у опсегу 0,31-1,21%, што се може сматрати прихватљивим;
- просечне брзине детонације, у разматраним почетним густинама, одступају за прихватљивих 0,32-1,21% од експерименталних вредности.

Закључује се да, у разматраном опсегу почетних густина, брзина детонације има малу зависност од почетне густине пуњења са сферичним барутима. Уочава се да су подједнако мале вредности одступања резултата прорачуна на основу линеарног израза 5.3.1 и просечних брзина детонације. У складу са тим, у разматраним истраживањима може се условно сматрати, да брзина детонације не зависи од густине у пуњењима значајно већег пречника од критичног.

5.4. Закривљеност детонационог таласа у пуњењима од сферичних барута

Извршена је обрада експериментално добијених података (поглавље 3.5) у циљу добијања облика детонационог таласа.

Најпре је извршено одређивање почетног тренутка наилаaska детонационог таласа на 1. давач, где је за наведени тренутак усвојена аритметичка средина времена t_1 - t_4 . У односу на тако одређено време, извршена је поправка свих времена t_i . Наведена поправка била је неопходна због неизбежних експерименталних грешака, због чега је у појединим случајевима добијена негативна вредност t_1 . Пошто се по три давача налазе на истом растојању од 1. давача, који је у средини попречног пресека пуњења, за свако од пет разматраних одстојања израчунате су средње вредности времена наилаaska детонационог таласа t_{sr} . На тај начин су умањене грешке због одступања положаја давача од идеалног или нецентричности иницијалног средства.

Добијене вредности t_{sr} употребљене су за одређивање положаја детонационог таласа x_{sr} у посматраном случају:

$$x_{sr} = D_L \cdot t_{sr} \quad (5.4.1)$$

где је D_L брзина детонације на одстојању L од места иницирања. Наведене вредности одређене су у претходним истраживањима (табела 5.1.7).

Током обраде података претпостављен је сферичан облик ДТ, који је у попречном пресеку облика кружнице, полупречника r_{DT} :

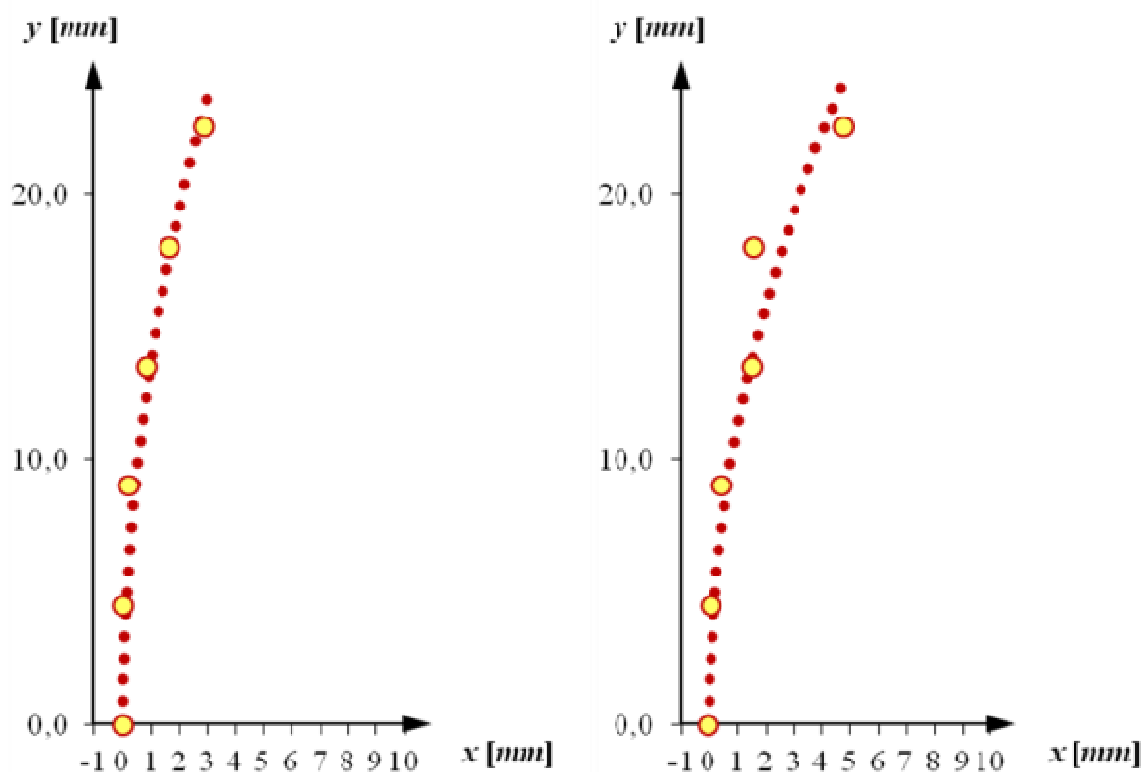
$$r_{DT} = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (5.4.2)$$

Полупречник r_{DT} одређен је помоћу регресионе анализе експерименталних података, тако да добијене координате x_{sr} имају најмање укупно квадратно одступање од x_{sr} , одн. максималну вредност коефицијента детерминације R^2 . У анализи коришћен је рачунарски програм *Microsoft Excell 2007* са програмским алатом *Solver*.

Анализирани експериментални подаци и добијене вредности r_{DT} са коефицијентом детерминације приказани су у табелама 5.4.1-5.4.5 и на сликама 5.4.1-5.4.5.

Табела 5.4.1. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са СБ-520

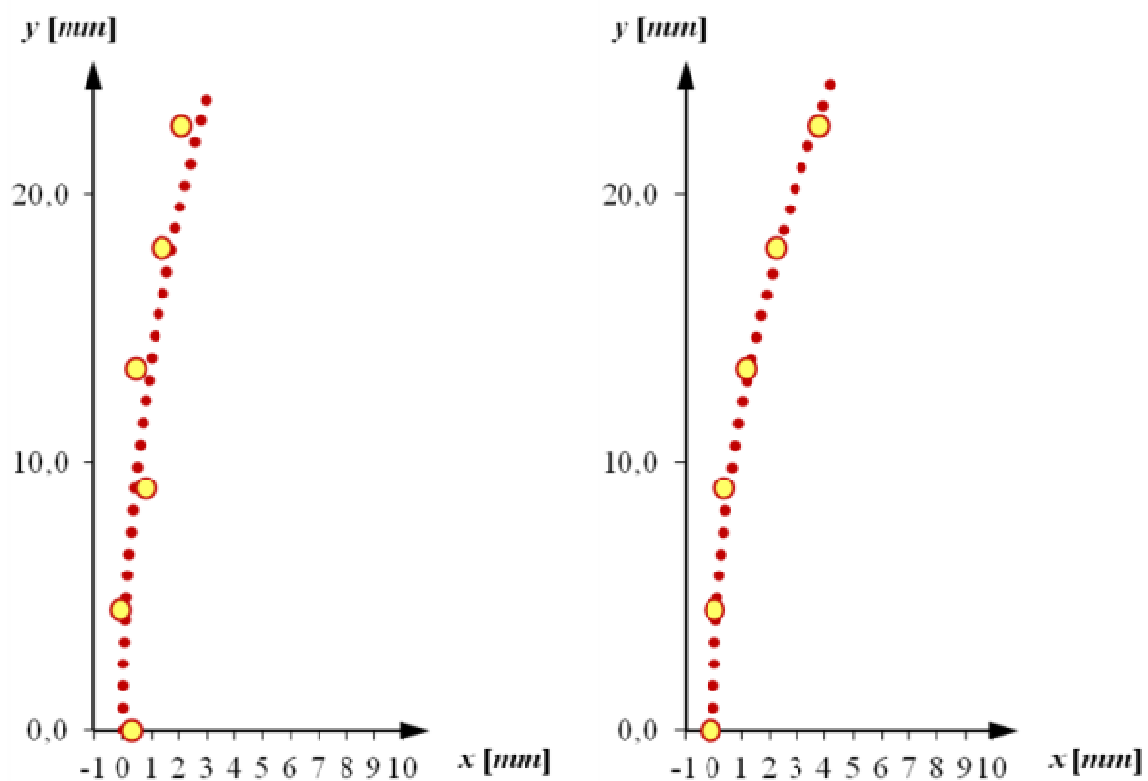
Редни број	L [mm]	y [mm]	t_{sr} [ns]	D_L [m·s ⁻¹]	x_{sr} [ns]	r_{DT} [mm]	x_{calc} [mm]	R^2
6.	90	0,0	0,0	5032	0,0	95,5	0,0	0,9916
		4,5	5,4		0,0		0,1	
		9,0	35,5		0,2		0,4	
		13,5	162,1		0,8		1,0	
		18,0	317,5		1,6		1,7	
		22,5	548,0		2,8		2,7	
1.	175	0,0	0,0	5203	-0,1	63,8	0,0	0,9100
		4,5	53,8		0,0		0,2	
		9,0	112,1		0,4		0,6	
		13,5	191,7		1,5		1,4	
		18,0	357,9		1,5		2,6	
		22,5	1204,9		4,8		4,1	



Слика 5.4.1. Облик детонационог таласа у пуњењима са СБ-520 на одстојању од места иницирања: 90 *mm* (лево) и 175 *mm* (десно)

Табела 5.4.2. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са СБ-412

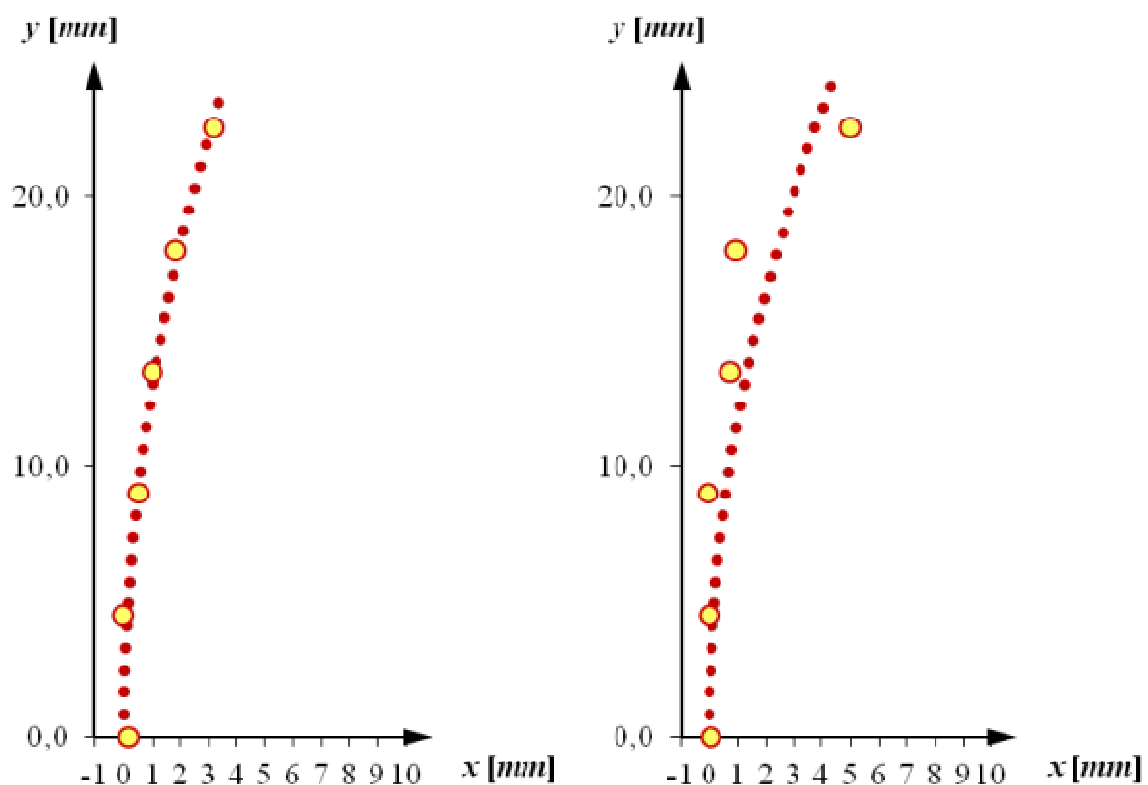
Редни број	L [mm]	y [mm]	t_{sr} [ns]	D_L [$m \cdot s^{-1}$]	x_{sr} [ns]	r_{DT} [mm]	x_{calc} [mm]	R^2
7.	90	0,0	0,0	3262	0,3	94,5	0,0	0,8824
		4,5	-115,7		-0,1		0,1	
		9,0	136,1		0,8		0,4	
		13,5	42,7		0,4		1,0	
		18,0	310,0		1,4		1,7	
		22,5	514,0		2,1		2,7	
2.	175	0,0	30,0	3459	-0,1	71,0	0,0	0,9982
		4,5	63,4		0,0		0,1	
		9,0	175,2		0,4		0,6	
		13,5	416,1		1,2		1,3	
		18,0	738,8		2,2		2,3	
		22,5	1214,9		3,8		3,7	



Слика 5.4.2. Облик детонационог таласа у пуњењима са СБ-412 на одстојању од места иницирања: 90 *mm* (лево) и 175 *mm* (десно)

Табела 5.4.3. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-20

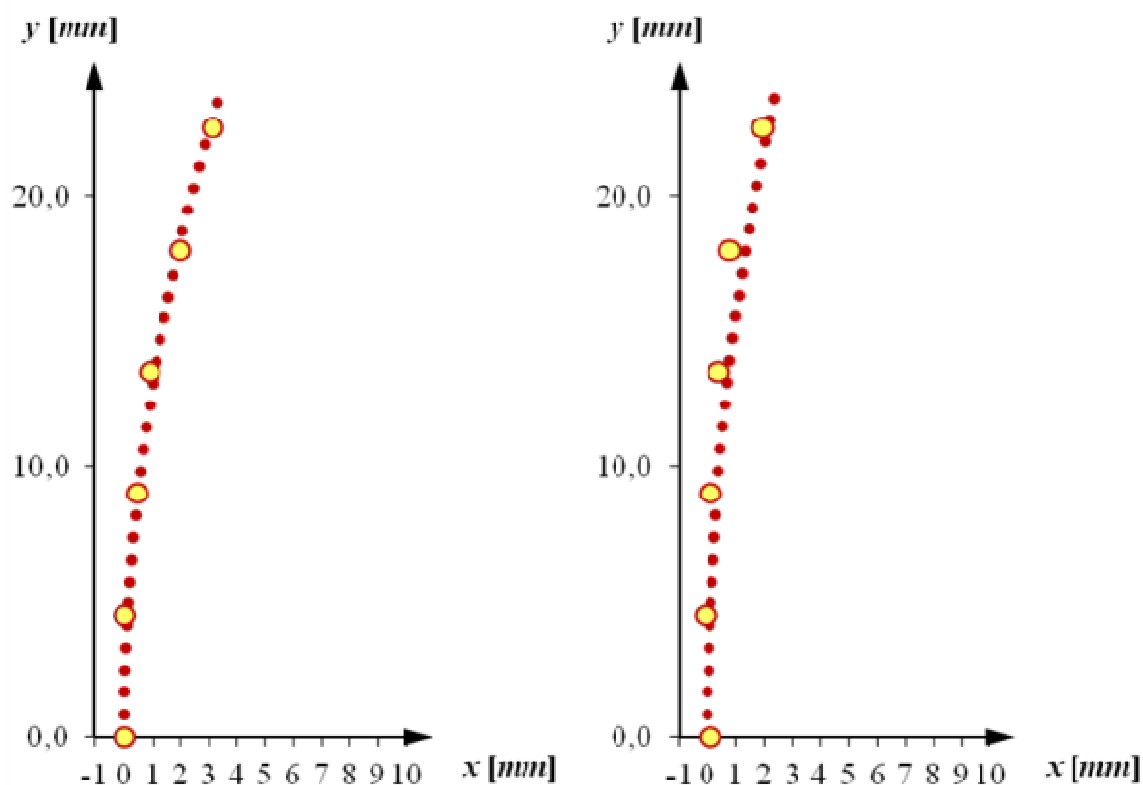
Редни број	L [mm]	y [mm]	t_{sr} [ns]	D_L [$m \cdot s^{-1}$]	x_{sr} [ns]	r_{DT} [mm]	x_{calc} [mm]	R^2
8.	90	0,0	0,0	5183	0,1	84,2	0,0	0,9909
		4,5	-32,9		0,0		0,1	
		9,0	65,8		0,5		0,5	
		13,5	167,6		1,0		1,1	
		18,0	329,7		1,8		1,9	
		22,5	586,3		3,2		3,1	
3.	175	0,0	30,0	5185	0,0	69,2	0,0	0,8126
		4,5	15,9		0,0		0,1	
		9,0	7,8		-0,1		0,6	
		13,5	159,2		0,7		1,3	
		18,0	201,2		0,9		2,4	
		22,5	979,8		5,0		3,8	



Слика 5.4.3. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-20 на одстојању од места иницирања: 90 mm (лево) и 175 mm (десно)

Табела 5.4.4. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-15

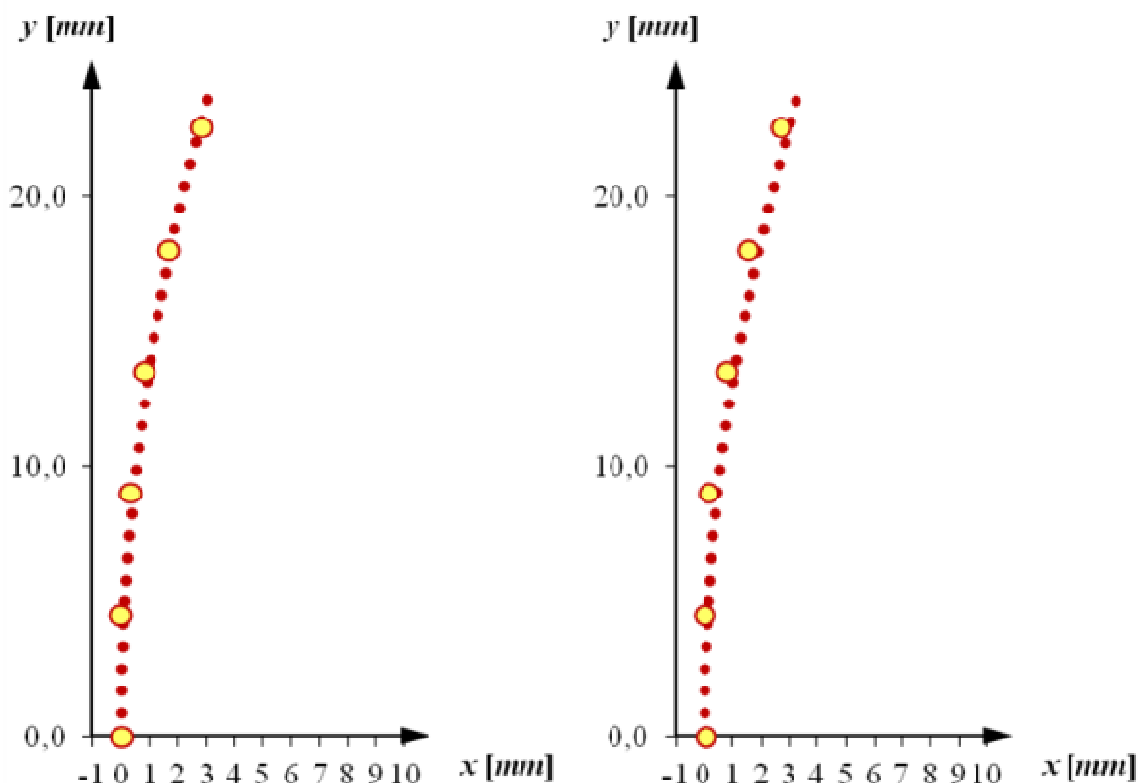
Редни број	L [mm]	y [mm]	t_{sr} [ns]	D_L [$m \cdot s^{-1}$]	x_{sr} [ns]	r_{DT} [mm]	x_{calc} [mm]	R^2
9.	90	0,0	0,0	4929	0,0	85,1	0,0	0,9965
		4,5	-0,1		0,0		0,1	
		9,0	83,9		0,4		0,5	
		13,5	175,9		0,9		1,1	
		18,0	377,0		1,9		1,9	
		22,5	596,5		3,1		3,0	
4.	175	0,0	0,0	5169	0,1	122,3	0,0	0,9335
		4,5	-22,0		0,0		0,1	
		9,0	-1,4		0,1		0,3	
		13,5	68,0		0,4		0,7	
		18,0	142,0		0,8		1,3	
		22,5	375,0		1,9		2,1	



Слика 5.4.4. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-15 на одстојању од места иницирања: 90 mm (лево) и 175 mm (десно)

Табела 5.4.5. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-10

Редни број	L [mm]	y [mm]	t_{sr} [ns]	D_L [$m \cdot s^{-1}$]	x_{sr} [ns]	r_{DT} [mm]	x_{calc} [mm]	R^2
10.	90	0,0	0,0	4856	0,1	93,8	0,0	0,9940
		4,5	-17,4		0,0		0,1	
		9,0	55,8		0,3		0,4	
		13,5	158,6		0,8		1,0	
		18,0	329,8		1,7		1,7	
		22,5	558,4		2,8		2,7	
5.	175	0,0	0,0	4952	0,0	86,2	0,0	0,9901
		4,5	-10,1		0,0		0,1	
		9,0	26,7		0,2		0,5	
		13,5	151,3		0,8		1,1	
		18,0	311,1		1,5		1,9	
		22,5	537,2		2,6		3,0	



Слика 5.4.5. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-10 на одстојању од места иницирања: 90 *mm* (лево) и 175 *mm* (десно)

На основу добијених резултата, уочава се да полупречник закривљености ДТ на 90 *mm* од места иницирања је за све разматране СБ у опсегу 84,2-95,5 *mm*, што указује да је директна последицу радијалног ширења ДТ од места иницирања. Резултати истраживања у поглављу 5.1 показали су, да на том растојању брзина детонације има константну брзину детонације, што указује на успостављање стационарности процеса, док је облик ДТ највероватније и даље под утицајем иницијалног средства. Надаље, на одстојању 175 *mm* од места иницирања полупречник r_{DT} је у опсегу 63,8-86,2 *mm* за већину разматраних СБ (осим код ДСБ-15). Пошто су полупречници закривљености ДТ значајно мањи од одстојања од места иницирања, може се закључити да добијени облици ДТ одговарају стационарном стању.

Уколико се добијени резултати упореде са резултатима ранијих истраживања [Димитријевић 2006], који су спроведени са сличним пуњењима, али другачијим експерименталним условима (пуњења дужине 400 *mm* и коришћење ултрабрзе камере), добијени резултати закривљености ДТ су врло слични за пуњења сличног састава. Може се закључити да на растојањима већим од 175 *mm* од места

иницирања не долази до значајније промене закривљености ДТ, што поново указује на стационарност процеса.

Поред тога, експериментална метода, коришћена у овим истраживањима, захтева мало сложенију припрему, али и значајно мање ресурса у односу на коришћење ултрабрзе камере (високи трошкови опреме, ризик од оштећења мерне опреме итд.).

5.5. Зависност параметара ударног таласа од врсте пуњења

Способност рушећег дејства експлозије у ваздуху може се описати на основу одговарајућих параметара УТ, првенствено максималног натпритиска и импулса прве позитивне фазе УТ. У истраживањима коришћени су експериментални подаци, приказани у поглављу 3.6.

Поред тога, у анализи су разматрани и експериментални подаци из претходних истраживања [Бајић, 2007], која су спроведена са пуњењима исте масе, облика, са истим облогама и иницирана помоћу истих иницијалних средстава, као и претходно описана истраживања. Пуњења и пиезоелектрични давачи притиска налазили су се на 1 *m* од тла. Коришћени су пиезоелектрични давачи притиска *PCB 113B51*, који су се налазили на 5, 7,5, 10 и 15 *m* од пуњења. Оваква експериментална поставка омогућава добијање поузданих података натпритиска у УТ. Експериментално добијени импулси УТ поуздани су само за растојање 5 *m*, док се на већим растојањима због значајног утицаја рефлектованог УТ вредности импулса нису могле поуздано одредити. Добијени подаци приказани су у табели 5.5.1.

Табела 5.5.1. Експериментално одређени максимални притисци ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са балиститима [Бајић, 2007]

Редни број	Врста барута	$p_{max}^+ [bar]$				$I [Pa \cdot s]$
		5 <i>m</i>	7,5 <i>m</i>	10 <i>m</i>	15 <i>m</i>	5 <i>m</i>
1.	НГБ-081	0,341	0,143	0,101	0,061	21,03
2.	НГБ-061	0,378	0,154	0,112	0,068	23,50

Разматрана пуњења налазила су се на скалираним растојањима од 2,71 до 20,36. Коришћењем одговарајућих коефицијената за тротил у разматраним експерименталним условима и уврштавањем израза 2.4.6 у изразе 2.4.7 и 2.4.8 добијају се следећи изрази:

$$p_{\max}^+ = k_{TNT}^{1/3} \cdot 1,02 \cdot Z^{-1} + k_{TNT}^{2/3} \cdot 4,36 \cdot Z^{-2} + k_{TNT} \cdot 14 \cdot Z^{-3} \quad (5.5.1)$$

$$I = k_{TNT}^{2/3} \cdot 200 \cdot q^{1/3} \cdot Z^{-1} \quad (5.5.2)$$

На основу претходно наведених израза, нумеричким путем одређене су вредности еквивалента тротила k_{TNT} , који имају најбољу корелацију са експериментално добијеним подацима натпритиска и импулса прве позитивне фазе УТ. У анализи је коришћен критеријум најмање суме квадрата одступања експерименталних података од рачунски добијених вредности, одн. максималне вредности коефицијента детерминације R^2 . Током обраде података коришћен је рачунарски програм *Microsoft Excell 2007* са програмским алатом за анализирање *Solver*. Програм врши нумеричко одређивање независних променљивих тангентном проценом решења помоћу Њутнове методе. Добијени резултати еквивалената тротила на основу натпритиска $k_{TNT}(p^+)$ и импулса $k_{TNT}(I)$ са одговарајућим вредностима R^2 приказани су табели 5.5.2.

Табела 5.5.2. Нумерички одређене вредности еквивалента тротила за разматране двобазне и сферичне баруте

Редни број	Врста барута	$k_{TNT}(p_{\max}^+)$	R^2	$k_{TNT}(I)$	R^2
1.	НГБ-081	1,218	0,9858	0,603	-
2.	НГБ-061	1,286	0,9821	0,712	-
3.	СБ-520	0,451	0,9997	0,420	0,9783
4.	СБ-412	0,465	0,9984	0,470	0,9822
5.	ДСБ-20	0,511	0,9997	0,471	0,9842
6.	ДСБ-15	0,506	0,9943	0,429	0,9760
7.	ДСБ-10	0,479	0,9957	0,451	0,9781
8.	ЈСБ	0,343	0,9940	0,345	0,9771

На основу добијених резултата, може се закључити да постоји врло значајан утицај хемијског састава на параметре УТ у ваздуху.

У даљем истраживању, вршена је анализа добијених резултата, у циљу добијања општих модела за прорачун еквивалената тротила на основу састава барута на бази нитроцелулозе и нитроглицерина. Коришћена је регресиона анализа, помоћу које су добијени следећи емпиријски изрази:

$$k_{TNT}(p_{\max}^+) = 5,74 \cdot \rho_0 \cdot P_{NG}^2 + 0,37 \quad (5.5.3)$$

$$k_{TNT}(I) = 1,70 \cdot \rho_0 \cdot P_{NG}^2 + 0,40 \quad (5.5.4)$$

где су ρ_0 почетна густина експлозивног пуњења и P_{NG} масени удео нитроглицерина у баруту. Наведени изрази одређени су на основу критеријума највећег коефицијента детерминације. У табели 5.5.3 дат је упоредни приказ вредности еквивалената тротила, добијених на основу експерименталних података и израза 5.5.3 и 5.5.4.

Табела 5.5.3. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених еквивалената тротила разматраних двобазних и сферичних барута

Редни број	Врста барута	Почетна густина ρ_0 [$kg \cdot dm^{-3}$]	$k_{TNT}(p_{max}^+)$		$k_{TNT}(I)$	
			Експ.	Израз 5.5.3	Експ.	Израз 5.5.4
1.	НГБ-081	0,960	1,218	1,271	0,603	0,666
2.	НГБ-061	0,900	1,286	1,215	0,712	0,650
3.	СБ-520	0,985	0,451	0,429	0,420	0,420
4.	СБ-412	0,492	0,465	0,468	0,470	0,433
5.	ДСБ-20	0,971	0,511	0,593	0,471	0,469
6.	ДСБ-15	0,971	0,506	0,493	0,429	0,440
7.	ДСБ-10	0,971	0,479	0,423	0,451	0,420
8.	ЈСБ	0,971	0,343	0,368	0,345	0,404
R^2			0,9804		0,8532	

Провера предложених модела извршена је упоређивањем експерименталних вредности максималног натпритиска и импулса УТ са одговарајућим рачунски добијеним вредностима за еквиваленте тротила (табеле 5.5.4 и 5.5.5). Приказано је и одступање прорачунских вредности од експерименталних ε_p .

Табела 5.5.4. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности максималног натпритиска УТ за разматране баруте

Редни број	Врста барута	Скалирано растојање Z [$m \cdot kg^{-1/3}$]	$p_{max}^+ [bar]$		
			Експ.	Израз 5.5.1	ε_p
1.	НГБ-081	6,786	0,341	0,331	3,0%
		10,179	0,143	0,175	22,2%
		13,572	0,101	0,116	15,1%
		20,358	0,061	0,069	12,7%

Табела 5.5.4. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности максималног натпритиска УТ за разматране баруте (наставак)

Редни број	Врста барута	Скалирано растојање Z [$m \cdot kg^{-1/3}$]	p^+_{max} [bar]		
			Експ.	Израз 5.5.1	ε_p
2.	НГБ-061	6,786	0,378	0,323	14,6%
		10,179	0,154	0,171	11,0%
		13,572	0,112	0,114	1,7%
		20,358	0,068	0,067	0,7%
3.	СБ-520	2,714	0,942	0,920	2,3%
		4,072	0,449	0,428	4,9%
		6,786	0,215	0,186	13,1%
		9,500	0,138	0,115	16,3%
		12,215	0,094	0,083	11,9%
4.	СБ-412	2,714	0,953	0,976	2,4%
		4,072	0,480	0,450	6,2%
		6,786	0,220	0,195	11,7%
		9,500	0,134	0,120	10,7%
		12,215	0,096	0,086	10,3%
5.	ДСБ-20	2,714	1,037	1,148	10,8%
		4,072	0,467	0,519	11,2%
		6,786	0,215	0,220	2,2%
		9,500	0,138	0,134	2,9%
		12,215	0,098	0,095	2,8%
6.	ДСБ-15	2,714	1,047	1,011	3,4%
		4,072	0,420	0,464	10,5%
		6,786	0,213	0,200	6,2%
		9,500	0,144	0,123	14,9%
		12,215	0,096	0,088	8,7%

Табела 5.5.4. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности максималног натпритиска УТ за разматране баруте (наставкак)

Редни број	Врста барута	Скалирано растојање Z [$m \cdot kg^{-1/3}$]	p^+_{max} [bar]		
			Експ.	Израз 5.5.1	ε_p
7.	ДСБ-10	2,714	1,006	0,912	9,3%
		4,072	0,413	0,424	2,6%
		6,786	0,207	0,185	10,3%
		9,500	0,136	0,115	15,3%
		12,215	0,097	0,082	15,2%
8.	ЈСБ	2,714	0,803	0,831	3,5%
		4,072	0,340	0,391	15,1%
		6,786	0,189	0,173	8,5%
		9,500	0,123	0,108	12,2%
		12,215	0,088	0,078	12,2%
Укупно			$R^2 = 0,9883$		9,2%

Табела 5.5.5. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности специфичног импулса УТ за разматране баруте

Редни број	Врста барута	Скалирано растојање Z [$m \cdot kg^{-1/3}$]	I_s [Pa·s]		
			Експ.	Израз 5.5.2	ε_p
1.	НГБ-081	6,786	21,03	22,48	6,9%
2.	НГБ-061	6,786	23,50	22,12	5,9%
3.	СБ-520	2,714	39,04	41,32	5,8%
		4,072	27,21	27,55	1,2%
		6,786	21,11	16,53	21,7%
		9,500	12,91	11,81	8,6%
		12,215	10,88	9,18	15,6%

Табела 5.5.5. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности специфичног импулса УТ за разматране баруте (наставак)

Редни број	Врста барута	Скалирано растојање Z [$m \cdot kg^{-1/3}$]	I_s [$Pa \cdot s$]		
			Експ.	Израз 5.5.2	ε_p
4.	СБ-412	2,714	42,87	42,17	1,6%
		4,072	29,04	28,11	3,2%
		6,786	22,04	16,87	23,4%
		9,500	13,40	12,05	10,1%
		12,215	10,74	9,37	12,8%
5.	ДСБ-20	2,714	42,65	44,48	4,3%
		4,072	29,18	29,65	1,6%
		6,786	22,13	17,79	19,6%
		9,500	13,71	12,71	7,3%
		12,215	11,64	9,88	15,1%
6.	ДСБ-15	2,714	39,24	42,62	8,6%
		4,072	27,48	28,42	3,4%
		6,786	21,81	17,05	21,8%
		9,500	13,52	12,18	9,9%
		12,215	11,80	9,47	19,7%
7.	ДСБ-10	2,714	41,17	41,32	0,4%
		4,072	27,90	27,55	1,3%
		6,786	22,17	16,53	25,5%
		9,500	13,79	11,81	14,4%
		12,215	11,69	9,18	21,4%
8.	ЈСБ	2,714	33,64	36,24	7,7%
		4,072	24,40	24,16	1,0%
		6,786	18,66	14,50	22,3%
		9,500	11,73	10,36	11,7%
		12,215	9,78	8,05	17,6%
Укупно			$R^2 = 0,9729$		11,0%

Добијени коефицијенти детерминације између рачунских и експерименталних података су 0,9883 и 0,9729, док су одговарајуће просечне вредности одступања 9,2% и 11,0%.

На основу резултата анализе, може се закључити да предложени модели задовољавајуће описују параметре УТ у ваздуху за разматране сферичне баруте. Наведено указује, да се могу успешно користити и за друге врсте барута са различитим уделом нитроцелулозе и нитроглицерина.

5.6. Анализа експерименталних и рачунских брзина детонације пуњења са сферичним барутима

Брзина детонације је најзначајнији параметар, на основу којег се може закључити о особинама процеса детонације. Предложени модел за прорачун параметара детонације ЕМ типа „CHNO“ (поглавље 4.) може се успешно користити и у случају разматраних сферичних барута. Међутим, тако добијене вредности брзине детонације односе се на пуњења бесконачно великог пречника. У даљем истраживању развијена је метода прорачуна брзине детонације пуњења коначног пречника.

Експерименталним истраживањем зависности брзине детонације од пречника пуњења (поглавља 3.3 и 5.2) одређени су параметри израза 5.2.1 (табела 5.2.1):

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{d - d_{kr}} \right)$$

Заменом D_{∞} са D_{mod} , тј. изразом 4.4.7 за прорачун брзине детонације, добија се општи израз за прорачун брзине детонације пуњења коначног пречника:

$$D = (2264 + 7,71 \cdot \rho_0 \cdot \sqrt{n \cdot Q}) \cdot \left(1 - \frac{a}{d - d_{kr}} \right) \quad (5.6.1)$$

За случајеве разматраних СБ, уместо општег израза, могу се користити изведени изрази, приказани у табели 4.4.1. Извршена је анализа предложеног модела, праћењем релативног одступања између експерименталних и рачунских брзина детонације. Резултати анализе приказани су у табелама 5.6.1-5.6.6.

Табела 5.6.1. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са СБ-520

Редни број	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Пречник пуњења, $d [mm]$	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			$D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
1.	1,001	25	4651	4604	1,02%
2.	0,960	25	4662	4499	3,50%
3.	0,990	30	5141	5001	2,71%
4.	1,007	35	5194	5095	1,90%
5.	0,992	35	5000	5053	1,06%
6.	1,007	40	5194	5115	1,52%
7.	1,057	50	5115	5272	3,07%
8.	0,985	50	5167	5067	1,93%
9.	1,035	50	5208	5209	0,02%
10.	1,055	50	5277	5267	0,19%
11.	1,020	50	5130	5167	0,72%
12.	1,043	50	5238	5233	0,11%
Укупно					1,48%

Табела 5.6.2. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са СБ-412

Редни број	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Пречник пуњења, $d [mm]$	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			$D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
1.	0,464	20	3120	3216	3,08%
2.	0,477	25	3292	3484	5,84%
3.	0,501	25	3294	3548	7,72%
4.	0,465	30	3442	3506	1,87%
5.	0,469	35	3454	3544	2,61%
6.	0,478	35	3472	3694	6,38%
7.	0,475	35	3466	3684	6,30%
8.	0,468	40	3424	3679	7,43%
9.	0,509	40	3478	3805	9,40%

Табела 5.6.2. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са СБ-412 (наставак)

Редни број	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Пречник пуњења, $d [mm]$	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			$D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
10.	0,509	50	3389	3822	12,78%
11.	0,492	50	3422	3767	10,08%
12.	0,506	50	3442	3813	10,78%
13.	0,514	50	3418	3836	12,22%
14.	0,485	50	3418	3745	9,58%
15.	0,475	50	3468	3717	7,16%
16.	0,474	50	3431	3712	8,17%
Укупно					7,59%

Табела 5.6.3. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-20

Редни број	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Пречник пуњења, $d [mm]$	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			$D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
1.	0,896	25	4484	4265	4,88%
2.	0,958	30	4901	4854	0,95%
3.	0,986	35	5154	5074	1,56%
4.	0,974	35	5000	5039	0,77%
5.	0,980	40	5102	5124	0,43%
6.	1,017	50	5221	5305	1,60%
7.	0,984	50	5194	5203	0,17%
8.	0,989	50	5208	5221	0,24%
9.	0,971	50	5168	5164	0,07%
10.	1,000	50	5177	5253	1,46%
Укупно					1,21%

Табела 5.6.4. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-15

Редни број	Почетна густина пуњења ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Пречник пуњења, d [mm]	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			D_{exp} [m·s ⁻¹]	D_{calc} [m·s ⁻¹]	ε_p
1.	0,925	25	3623	3493	3,59%
2.	0,970	30	4842	4725	2,42%
3.	0,977	35	4914	4962	0,98%
4.	0,969	40	4938	5030	1,85%
5.	1,024	50	5089	5280	3,76%
6.	0,985	50	5235	5162	1,39%
7.	1,013	50	5277	5245	0,60%
8.	0,993	50	5142	5187	0,89%
9.	0,992	50	5195	5182	0,26%
Укупно					1,75%

Табела 5.6.5. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-10

Редни број	Почетна густина пуњења ρ_0 [kg·dm ⁻³]	Пречник пуњења, d [mm]	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			D_{exp} [m·s ⁻¹]	D_{calc} [m·s ⁻¹]	ε_p
1.	0,965	35	4901	5066	3,36%
2.	0,982	40	4914	5191	5,64%
3.	0,968	45	4938	5174	4,77%
4.	0,981	45	4963	5212	5,01%
5.	0,985	50	4950	5237	5,80%
6.	1,019	50	4975	5338	7,30%
7.	1,013	50	5051	5321	5,34%
8.	0,997	50	5000	5272	5,44%
9.	1,080	50	5098	5524	8,35%
10.	0,981	50	5076	5224	2,93%
11.	0,986	60	5089	5252	3,20%
Укупно					5,19%

Табела 5.6.6. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ЈСБ

Редни број	Почетна густина пуњења $\rho_0 [kg \cdot dm^{-3}]$	Пречник пуњења, $d [mm]$	Експериментална брзина детонације (поглавље 5.2)	Рачунски добијена брзина детонације	
			$D_{exp} [m \cdot s^{-1}]$	$D_{calc} [m \cdot s^{-1}]$	ε_p
1.	0,993	65	4914	5040	2,56%
2.	1,003	65	4950	5070	2,42%
3.	0,997	70	5063	5189	2,50%
4.	0,995	75	5063	5205	2,80%
5.	1,028	80	5102	5309	4,07%
6.	1,001	85	5051	5234	3,62%
7.	1,012	90	5115	5270	3,02%
Укупно					3,00%

У случају СБ-520, ДСБ-20 и ДСБ-15, просечна релативна одступања су врло мала, 1,21-1,75%. При томе, уочава се да су највећа одступања у случајевима пуњења, чији су пречници близу критичног пречника. У тим случајевима, повећано је одступање особина процеса од претпоставки идеалне детонације. За пуњења пречника преко $2 \cdot d_{kr}$, просечна релативна одступања су у опсегу 0,66-1,38%, што је врло близу граница експерименталне грешке.

Код пуњења са ДСБ-10 и ЈСБ просечна одступања су већа него у претходна три случаја, 3,00-5,19%. Пошто су разматрана пуњења имала пречнике близу критичним пречницима, повећано одступање се може приписати неидеалном карактеру процеса.

Релативна одступања брзина детонације пуњења са СБ-412 значајно су већа у односу на остале разматране СБ и налазе се у опсегу 6,30-12,22%. Рачунске вредности су по правилу веће од експерименталних. У овом случају се закључује да предложена методе прорачуна брзине детонације (израз у табели 4.4.1) незадовољавајуће описује зависност $D(\rho_0, d)$. Барут СБ-412 има значајно другачије физичко-хемијске особине, од којих је најзначајнија порозна структура, због чега су почетне густине пуњења врло мале. У таквим случајевима, процес детонације има изражен неидеалан карактер, што је врло често описано и у литератури. Сличне методе прорачуна нису применљиве у тим условима [Камлет 1968, Мејдер 1998, ФВ 2002].

Може се закључити да предложена метода прорачуна показује задовољавајућу прецизност за највећи део разматраних СБ. Главна предност модела је мали број потребних улазних података (хемијски састав СБ и густина пуњења). Недостатак модела огледа се у чињеници, да не разматра физичка структура СБ (гранулација, порозност и сл.), која може имати пресудну улогу у карактеру процеса детонације. У циљу развоја таквог модела потребна су додатна истраживања.

6. ЗАКЉУЧЦИ

Познавање детонационих особина има велики значај у управљању ризицима током производње, транспорта и смештаја барута. Поред тога, одређене детонационе особине су значајне и у погледу способности иницирања и могућег дејства експлозије услед дејства противничких убојних средстава, које обухватају појмови борбене жилавости или рањивости средстава.

У раду су обрађена теоријска, рачунска и експериментална истраживања процеса детонације избраног скупа сферичних барута (СБ). Разматрани су серијски произведени СБ, који се користе за израду барутних пуњења стрелачке муниције за пиштоље калибра $9 \times 19 \text{ mm}$ и аутоматске пушке и пушкомитраљезе калибра $7,62 \times 39 \text{ mm}$. Наведена муниција има најширу примену у савременим оружаним снагама и производе се у огромним количинама, тако да представљају репрезентативне узорке наведене врсте. Разматрани су и сферични барути, произведени за потребе ових истраживања, одређеног састава и гранулације, где је масени удео нитроглицерина био од 0 до 20%.

Способност иницирања сферичних барута помоћу стандардних иницијалних средстава истраживана је у прелиминарним експерименталним истраживањима, у циљу планирања наредних експеримената. У свим експериментима коришћене су електричне детонаторске каписле и појачници детонације сферичног облика, израђени од пластичног експлозива са пентритом (ПЕ-П85). Утврђено је да се иницирање процеса детонације код свих разматраних двобазних сферичних барута може поуздано извршити помоћу КДЕ и појачника најмање масе 8 g. Поред тога, утврђено је да су за поуздано иницирање једнобазног СБ потребни појачници веће масе, где је у овим истраживањима коришћено 12 g. Наведену количину експлозива садрже скоро сви савремени пројектили, чак и највећи број артиљеријских пројектила најмањег калибра (20 mm). На основу тога, може се закључити да постоји врло висока вероватноћа иницирања детонације у сферичним барутима услед поготка савременим разорним пројектилом. Потребна су даља додатна истраживања у циљу прецизнијег одређивања осетљивости СБ на експлозивни иницијални импулс.

У оквиру овог рада, истраживан је процес развоја детонације дуж пуњења од СБ (поглавља 3.2 и 5.1). Пошто је брзина детонације најзначајнији параметар детонације, чија је вредност директно одређена условима током процеса, истраживања

су се односила на мерење брзине детонације на одређеним одстојањима од места иницирања (спољне површине појачника детонације). Разматрана су цилиндрична пуњења пречника 50 mm са двобазним СБ. Једнобазни СБ нису разматрани у овим истраживањима због ограничења полигона (ограничење највеће дозвољене масе експлозивног пуњења). Мерења су вршена помоћу система са електроконтактним давачима и осцилоскопом са РЦ колом (РЦК). Основни циљ тих истраживања било је одређивање граничног одстојања од места иницирања, након којег је процес детонације стационаран. У том случају, брзина детонације не зависи од особина иницијалног средства и сматра се да зависи од особина пуњења (врста СБ, димензије пуњења, врста облоге итд.). Добијено је да се стационарност процеса детонације остварује на највише 60 mm од места иницирања. Добијени резултати искоришћени су за планирање димензија пуњења у наредним експериментима. Поред тога, на основу добијених резултата може се закључити да нема значајније разлике

Утицај пречника пуњења на брзину детонације истраживан је експериментално за све разматране сферичне баруте (поглавља 3.3 и 5.2). Експерименти су планирани на основу резултата претходно наведених истраживања и експериментално одређених вредности критичног пречника помоћу пуњења клинастог облика (поглавље 3.3.1). Брзина детонације мерена је уређајем *Explomet-FO* са оптичким давачима. Регресионом анализом добијених резултата одређени су параметри у Кемпбел-Енгелкеовом изразу зависности $D(d)$, уз услов максималности коефицијента детерминације R^2 (од 0,8132 до 0,9667). Тако одређене зависности имају задовољавајуће висок степен корелације са експерименталним подацима, где је просечно одступање 0,4-1,4%, што је у оквирима експерименталне грешке.

Експериментална мерења брзине детонације пуњења са сферичним барутима различите почетне густине обрађена су у поглављима 3.4 и 5.3. Као и у претходним истраживањима, коришћен је уређај *Explomet-FO*. Због особина разматраних СБ, почетне густине пуњења су у врло малом опсегу (око $0,100\text{ kg}\cdot\text{dm}^3$). На основу добијених резултата, закључује се да, у наведеним условима, зависност $D(\rho_0)$ може се сматрати линеарном. У случају барута СБ-412 уочено је да брзина детонације опада са порастом почетне густине пуњења. Код свих осталих разматраних СБ брзина детонације расте са порастом густине. Просечна одступања рачунски и експериментално добијених вредности су у врло прихватљивом опсегу 0,32-1,21%. Добијена зависност је врло блага, тако да је анализирано и одступање

експерименталних вредности од просечне вредности брзине детонације, где је такође уочено одговарајуће ниско одступање (0,31-1,21%). Стога се може и условно закључити, да, за посматране услове, брзина детонације не зависи значајно од густине пуњења.

Експериментално је истраживана и закривљеност детонационог таласа код пуњења са двобазним СБ на два различита одстојања од места иницирања (90 и 175 *mm*). Добијени резултати представљени су у поглављима 3.5 и 5.4. Коришћен је мерни систем са јонизационим давачима, осцилоскопом и РЦК. При сваком експерименту коришћено је 16 јонизационих давача, који су били постављени у одговарајући носач са чеоне стране пуњења. Добијени подаци обрађени су методом регресионе анализе, где је облик ДТ апроксимиран делом кружнице одговарајућег полупречника. Резултати су показали, да је полупречник ДТ на 90 *mm* од места иницирања у опсегу 84,2-95,5 *mm* за све разматране СБ. На основу тога, може се закључити да је облик ДТ директна последица радијалног ширења ДТ, изазваног иницијалним средством. На 175 *mm* од места иницирања, полупречник ДТ је мањи за већину СБ и износи 63,8-86,2 *mm* (осим код ДСБ-15, где је 122,3 *mm*). На основу ових и претходних истраживања, где је коришћена другачија експериментална метода [Димитријевић 2006], може се закључити да се на том растојању успоставља стационаран режим процеса.

Услед нежељеног иницирања и детонације СБ долази до дејства експлозије по околини. У оквиру пиротехничке безбедности и управљања ризицима током располагања убојним средствима, за такве случајеве најчешће се разматра дејство ударних таласа по околини. Вршена су експериментална мерења параметара УТ у ваздуху, насталог детонацијом пуњења са СБ. Коришћен је мерни систем са пиезоелектричним претварачима притиска, којим су одређене зависности натпритиска УТ у ваздуху од времена $p^+_{max}(t)$ за свих шест разматраних СБ. Експерименти су реализовани са смањеним количинама ЕМ, у складу са Хопкинсон-Кранцовим законом скалирања. Разматрана су пуњења са 0,400 *kg* СБ, иницирана помоћу КДЕ и сферичног појачника од 15 *g* ПЕ-П85. Поред тога, у анализи су разматрани и експериментални резултати мерења параметара детонације два двобазна барута балиститног типа (НГБ) из истраживања [Бајић, 2007]. Из зависности $p^+_{max}(t)$ су нумеричком интергацијом одређени импулси УТ. На основу наведених експерименталних података су помоћу регресионе анализе добијени еквиваленти тротила $k_{TNT}(p^+)$ и $k_{TNT}(I)$ за све разматране баруте, уз услов максималности коефицијента детерминације (0,9804 и 0,8532). Ти

результати су потом анализирани у циљу одређивања зависности еквивалента тротила од хемијског састава барута. Регресионом анализом су добијени једноставни изрази, где су независне променљиве почетна густина пуњења ρ_0 и масени удео нитроглицерина P_{NG} . Даљом анализом утврђено је, да прорачунске вредности натпритиска и импулса УТ у ваздуху, добијене помоћу наведених изрази, имају задовољавајућу корелацију са експерименталним подацима (коефицијенти детерминације су 0,9883 и 0,9729, а просечна одступања 9,2% и 11,0%).

У оквиру овог истраживања предложена је и метода прорачуна брзине детонације [Јеремић-Богданов, 2012], која је успешно употребљена и за пуњења са СБ. Метода је полумпиријска и омогућава добијање задовољавајуће прецизних вредности брзине детонације на основу физичко-хемијског састава ЕМ. Тако добијене вредности односе се на пуњења бесконачног пречника (D_∞). У складу са резултатима истраживања зависности $D(d)$, развијен је израз $D=f(\rho_0, d)$. Наведени израз има задовољавајућу прецизност резултата, где су просечна одступања прорачунских од експерименталних брзина детонације су 1,21-5,19% за сва разматрана СБ, осим у случају СБ-412 (6,30-12,22%). Барут СБ-412 има знатно другачију физичку структуру (велика порозност и мале димензије барутних зрна) од осталих разматраних СБ и барута уопште, због чега су почетне густине пуњења врло ниске (0,464-0,509 $kg \cdot dm^{-3}$). У таквим условима је у многим истраживањима утврђен изражен неидеални карактер процеса детонације.

Наведени резултати истраживања могу имати своју даљу примену за објашњавање процеса детонације погонских ЕМ. Познавањем детонационих особина сферичних барута, одн. погонских експлозивних материја уопште, омогућава се поуздано предвиђање понашања конкретних погонских пуњења приликом масовне детонације ускладиштених убојних средстава. Омогућава се да се већ у фази пројектовања погонских пуњења води рачуна о његовом понашању у условима масовне детонације ускладиштених убојних средстава. Поред тога, омогућава се и анализа могућих нових примена сферичних барута и осталих погонских експлозивних материја. Истраживањима су утврђене одређене специфичности детонације погонских експлозивних материја, које указују на њихове повољније особине у односу на бризантне експлозивне материје, као што је случај код рушећег дејства.

За доношење детаљнијих закључака потребно је спровести додатна истраживања. На основу тих истраживања, могућа су даља истраживања у области моделовања процеса детонације погонских експлозивних материја. Погодан облик

сферичних барута омогућава једноставно описивање у циљу моделовања, након чега је могуће проширење истраживања на остале облике барутних зрна.

ЛИТЕРАТУРА

Литература на енглеском или француском језику:

1. Afanasenkov A. N.: Shock-wave initiation of detonation of double-base propellants, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 37 (5), 567-571, 2001.
2. Apparao A., Rao C. R.: TNT equivalency of unconfined aerosols of propylene oxide. *Def.Sci.J.* 64(5), 413-437, 2014.
3. Apin A. Ya., Stesik L. N., Shvedova N. S: Shock adiabat of a double-base propellant, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 137(4), 908-909, 1961);
4. Apin A. Ya., Kostin I. D., Stesik L. N.: Detonation of double-base propellants, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 137(9), 652-653, 1961.
5. Bajić Z., Bogdanov J., Jeremić R.: Blast effects evaluation using TNT equivalent, *Scientific Technical Review* 59(3-4), 50-53, 2009.
6. Bajić Z., Bogdanov J.: Study of using thermochemical calculations based on BKW-RR and BKW-RDX equation of state for determination of TNT equivalent of CHNO explosives, in proc. *12th Symposium on NTREM*, Pardubice, Czech Republic, April 1-3 2009.
7. Bajić Z., Bogdanov J., Antić G., Džingalašević V.: Calculation of detonation and shock wave parameters of HTPB-based PBXs, in proc. *13th Symposium on NTREM*, Pardubice, Czech Republic, April 21-23 2010.
8. Baker W. E.: *Explosions in Air*, University of Texas Press, Austin Texas, 1973.
9. Baker E. L., Stiel L. I.: Optimized JCZ3 procedures for the detonation properties of explosives, *11th International Detonation Symposium*, Snowmass, Colorado, 1073-1081, 1998.
10. Bieganska J.: Using nitrocellulose powder in emulsion explosives, *Combustion. Explosion and Shock Waves*. 47(3), 366-368, 2011.
11. Bogdanov J., Jeremić R., Bajić Z., Dimitrijević R., Veličković Z.: Detonation parameters calculations of different high explosives using computer program XW, in proc. *14th Symposium on NTREM*, Pardubice, Czech Republic, April 13-15 2011.
12. Bogdanov J., Jeremić R., Bajić Z., Dimitrijević R., Veličković Z.: Calculation of detonation parameters for high explosives using different methods, in. proc. *6th Int. Conf. on Chemical and Environmental Engineering*, Cairo, Egypt, May 29-31 2012.
13. Bogdanov J., Bajić Z., Dimitrijević R., Jeremić R., Veličković Z.: Some detonation characteristics of milled double-base gunpowder, in proc. *17th Symposium on NTREM*, Pardubice, Czech Republic, April 10-12 2013.
14. Bogdanov J., Jeremić R., Bajić Z., Veličković Z., Bučko M., Ecological impact prediction of military activities: Prediction of decomposition products of munitions under different conditions, in proc. *6th Symposium EnviroChem*, Vršac, May 21-24 2013.
15. Bogdanov J. Đ., Bajić Z. J., Dimitrijević R. S., Vuruna M. M., Bučko M. M.: Environmental aspects of obsolete propellants reuse in industrial explosives, in proc. *7th Symposium EnviroChem*, Palić, June 9-12 2015.
16. Bogdanov J., Bajić Z., Simić D., Anđelić U., Sirovatka R., Dimitrijević R.: Blast performance of gun propellants, in proc. *19th Symposium on NTREM*, Pardubice, 2016.

17. Bowden F. P., Yoffe Y. D.: *Initiation and growth of explosion in liquid and solids*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1952.
18. Buravova S. N., Veretennikov V. A. and Dremin A. N.: Reaction sites in condensed explosive detonation waves, (translated from: *Vzryvnoe delo, Nauchn. Tekhn. Gorn. Obchestvo*, Sb. 63/20, 56, 1967), Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico, 1970.
19. Cranz C.: *Lehrbuch der Ballistik*, Springer, Berlin, 1926.
20. Cowan R. D., Fickett W., *Journal of Chemical Physics* 24, 932, 1956.
21. Danilenko V. V.: Specific features of synthesis of detonation nanodiamonds, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 41(5), 577-588, 2005.
22. Davis W. C.: Equation of state for detonation products, *11th International Detonation Symposium*, Snowmass, Colorado, 303-308, 1998.
23. Dobratz B. M. *Properties of chemical explosives and explosive simulants*, UCRL-52997, Lawrence Livermore National Laboratory, 1981.
24. DoD 6055.09-STD: *DoD Ammunition and Explosives Safety Standards*, Office of the Deputy Under Secretary of Defense (Installation and Environment), Washington D.C., 2008.
25. Esparza E.: Blast measurements and equivalency for spherical charges at small scaled distances, *Int.J.Impact Engng* 4(1), 23-40, 1986.
26. Fairfield, A. P.: *Naval Ordnance*, Lord Baltimore Press, pp.28-31, 1921.
27. Fried L. E., Murphy M. J., Souers P. C., Wu B. J.: Detonation modeling with an in-line thermochemical equation of state, *11th International Detonation Symposium*, Snowmass, Colorado, 889-896, 1998.
28. Fried L. E., Manaa M. R., Lewis J. P.: Modeling the reactions of energetic materials in the condensed phase, *Overviews of Recent Research on Energetic Materials*, 2004.
29. Gibbs T. R., Popolato A.: *LASL explosive property data*, University of California, Berkley, ISBN 0-520-04014-0, 1980.
30. Goliger J., Lucotte J.-P.: Détonabilité des poudres, *Science et techniques de l'armement*, 55, 39-55, E.F.A.B., Bourges, 1981.
31. Greenlee C. L., Butler P. B.: Influence of product species selection on thermochemical equilibrium calculations. Part 1: Energetic materials, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 22, 15-22, 1997.
32. Hopkinson B.: *British Ordnance Board Minutes* 13565, 1915.
33. Howard W. M., Fried L. E., Souers P. C.: Kinetic modeling of non-ideal explosives with CHEETAH, *11th International Detonation Symposium*, Snowmass, Colorado, 998-1006, 1998.
34. JCGM 104: *Evaluation of measurement data – An introduction to the „Guide to the expression of uncertainty in measurement” and related documents*, Joint Committee for Guides in Metrology, Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil F-92312 Sèvres Cedex, France, 2009.
35. Min-Hsien Liu, Cheng Chen, Yaw-Shun Hong: Empirical methods for estimating the detonation properties of energetic TNAZ molecule derivatives, *Journal of Theoretical and Computational Chemistry*, 3(3), 379-389, 2004.
36. Jeremić R., Bogdanov J.: Development of a new model for the calculation of the detonation parameters of high explosives, *J.Ser.Chem.Soc.*, 77(3), 371-380, 2012.

37. Johnson J. N., Tang P. K., Forest C. A.: Shock-wave initiation of heterogeneous reactive solids, *Journal of Applied Physics*, 57, 4323–4334, 1985.
38. Kamlet M. J. et al.: Chemistry of detonations: 1. – 4., *J.Chem.Phys.*, 48(1), 1968.
39. Kennedy W. D., Explosions and explosives in air, Effects of Impact and Explosion M.T., Summary Technical Report of Div. 2, NRDC, Vol. 1, Washington D. C., 1946.
40. Keshavarz M. H., Oftadeh M.: Two new correlations for predicting detonating power of CHNO explosives, *Bull. Korean Chem. Soc.*, 24(1), 2003.
41. Keshavarz M. H., Mofrad R. T., Poor K. E., Shokrollahi A., Zali A., Yousefi M. H.: Determination of performance of non-ideal aluminized explosives, *J.Haz.Mat.*, A137, 83-87, 2006.
42. Keshavarz M. H., Motamedoshariati H., Moghayadnia R., Ghanbarzadeh M.: Prediction of sensitivity of energetic compounds with a new computer code, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 39, 95-101, 2014.
43. Kinney G. F.: *Explosive Shocks in Air*, The Macmillan Company, New York, 1962.
44. Kingery C. N.: Air blast parameters versus distance for hemispherical TNT surface bursts, *BRL Report No. 1344*, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1966.
45. Lee J.: *Detonation mechanisms in condensed-phase porous explosive*, PhD thesis, University in Sherbrooke, 1997.
46. Littlefield D. L., Baker E. L.: Implementation of a high explosive equation of state into an eulerian hydrocode, CP-706, *Shock Compression of Condensed Matter*, American Institute of Physics, 2003.
47. Makhov M. N., Pepekin V. I.: Calculation of chemical composition of detonation products, *Polish Journal of Chemistry*, 55, 1381-1384, 1981.
48. Mader C. L.: *FortranBKW: A code for computing the detonation properties of explosives*, LA-3704, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, New Mexico, 1967.
49. Mader C. L., Johnson J. N., Crane S. L.: *Los Alamos explosive performance data*, University of California, Berkley, ISBN 0-520-04012-0, 1982.
50. Mader C. L.: *Numerical modeling of explosives and propellants*, 2nd edition., CRC Press LLC, Boca Raton, Florida, 1998.
51. Marsh S.P.: *LASL shock Hugoniot data*, University of California, Berkley, ISBN 0-520-04008-0, 1980.
52. Miller M. S., Anderson W. R.: *CYCLOPS, A Breakthrough Code to Predict Solid-Propellant Burning Rates*, ARL-TR-2910, Army Research Laboratory, Aberdeen, Maryland, 2003.
53. Nagayama K., Kubota S.: Equation of state for detonation product gases, *Journal of Applied Physics*, 93(5), 2583-2589, 2003.
54. Nagayama K., Kubota S.: Approximate method for predicting Chapman-Jouget state for condensed explosives, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 29, 118-123, 2004.
55. Sharpe G. J., Braithwaite M.: Steady non-ideal detonations in cylindrical sticks of explosives, *J.Eng.Math.* 53, 39-58, 2005.
56. Souers P. C., Anderson S., Mercer J., McGuire E., Vitello P.: JWL++: A simple reactive flow code package for detonation, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 25, 54-58, 2000.

57. Stoner R. A., Bleakney W.: The attenuation of spherical shock waves in air, *J.Appl.Phys.* 19, 1948.
58. Sućeska M.: EXPLO5 – Computer program for calculation of detonation parameters, *Proc. of 32nd International Annual Conference of ICT*, Karlsruhe, Germany, 110/1-110/13, 2001.
59. Sućeska M., Ang H.-G., Chan H. Y. S.: Study of the effect of covolumes in BKW equation of state on detonation properties of CHNO explosives, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 35, 2010.
60. Tang P. K.: PBX 9502 products equation of state, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 22, 45-50, 1997.
61. *TM 5-1300: Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions*, Department of the Army, the Navy and the Air Force, 1969., revised 1991.-2007.
62. Tolochko B. P., Titov V. M., Chernyshev A. P., Ten K. A., Prueel E. R., Zhogin I. L., Zubkov P.I., Lyakhov N. Z., Lukyanchikov L. A., Sheromov M. A.: Physical–chemical model of processes at detonation synthesis of nanodiamonds, *Diamond and Related Materials* 16, 2014-2017, 2007.
63. Trzciński W. A., Barcz K., Paszula J., Cudziło S.: Investigation of blast performance and solid residues for layered thermobaric charges, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 39, 40-50, 2014.
64. Vaullerin M., Espagnacq A.: Reparametrization of the BKW equation of state for the triazoles and comparison of the detonation properties of HMX, TNMA and NTO by means of ab-initio and semiempirical calculations, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 23, 73-76, 1998.
65. Veretennikov V. A., Dremine A. N., Shvedov K. K.: Shock compressibility of the NB propellant in continuous and porous state, *Fiz. Goreniya Vzryva*, 5(4), 499-505, 1969.
66. Volk F., Schedlbauer F.: Analysis of post detonation products species of different explosive charges, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 24, 182-188, 1999.
67. Wharton R. K., Formby S. A., Merrifield R.: Airblast TNT equivalence for range of commercial blasting explosives, *J.Haz.Mat.* A79, 31-39, 2000.

Литература на српском језику:

68. Димитријевић Р., Јеремић Р.: Испитивање неких детонационих особина малодимних барута, *Војнотехнички гласник*, бр. 1, 37-49, 1997.
69. Димитријевић Р., Јеремић Р.: Утицај пречника и густине пуњења на брзину детонације малодимних барута, *21. Симпозијум о експлозивним материјама JKEM*, Тара, 21.-23.11.2001.
70. Димитријевић, Р.: *Истраживање процеса детонације погонских експлозивних материја*, докторска дисертација, Војна академија, Београд, 2006.
71. *Извештаји о физичко-хемијским испитивањима барута бр. 5, 55, 6883, 6853, XII „Милан Благојевић – Наменска“*, Лучани, 25.03.2015.
72. Јеремић Р., Димитријевић Р.: Избор једначине стања при нумеричком моделирању процеса детонације, *21. Симпозијум о експлозивним материјама, JKEM*, Тара, 2001.
73. Јеремић Р.: *Експлозивни процеси*, ГШ ВЈ, УШО, Војна академија, Београд, 2002.

74. Јеремић Р.: Приказ једноставног модела за прорачун притиска и брзине детонације бризантних експлозива типа CHNO, 22. *Симпозијум о експлозивним материјама*, JKEM, Бар, 2004.
75. Максимовић П. В.: *Експлозивне материје*, ВИЗ, Београд, 1985.
76. *СОРС 6574: Пластични експлозив*, Савезно министарство одбране, Београд, 1997.
77. М.Сућеска, *Реолошка и детонациона својства ливених композитних експлозива са полимерним везивом*, докторска дисертација, ЦВТШ КоВ, ВВТШ КоВ, Загреб, 1991.
78. Ц.2.К.8: *Приручник за обуку у контроли квалитета барута*, Одељак 7. Напомене уз рецептуре за превлачења барута, ХИ „Милан Благојевић – Наменска“, Лучани, 2005.
79. Џингалашевић В.: *Истраживање у области физике ударног и детонационог таласа – методе одређивања параметара ударног и детонационог таласа*, Кумулативна научнотехничка информација, ВТИ ВЈ, Београд, 2002.

Литература на руском језику:

80. Адушкин В. В., Коротков А. И.: Параметры ударной волны вблизи от заряда ВВ при взрыве в воздухе, *ПМТФ* №5, 1961.
81. Балаганский И. А., Мержиевский Л. А.: *Действие средств поражения и боеприпасов*, НГТУ, Новосибирск, 2004.
82. Генкин Ю.В., Павлов Я.О., Васильева Ю.Г.: *Расчет энергетических характеристик и параметров детонации индивидуальных взрывчатых веществ и их смесей - Практическое пособие*, Балтийский государственный технический университет «Военмех», Санкт-Петербург, 2014.
83. Дрёмин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.: *Детонационные волны в конденсированных средах*, Наука, 1970.
84. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко М. М.: Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных взрывчатых веществ. *Труды МВТУ* №387 Механика импульсных процессов, МТВУ, 1982.
85. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко М. М.: Критический диаметр стационарной детонации высокоплотных взрывчатых веществ: Влияние оболочки, *Физика горения и взрыва*, 19(4), 120-123, 1983.
86. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко М. М.: Уравнение формы фронта неидеальной детонационной волны и структура течения в зоне химической реакции, *Труды МВТУ* №436, Механика импульсных процессов, МТВУ, 1985.
87. Кобылкин И. Ф., Носенко Н. И.: Поведение пороховых зарядов из крупнозернистой нитроклечатки при прониканию в них металлических куммулятивных струй, *Химическая физика процессов горения и взрыва*, 12. *Симпозиум по горению и взрыву*, Част 2., Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 2000.
88. Кривченко А. Л.: Метод расчета параметров детонации конденсированных взрывчатых веществ, *Физика горения и взрыва*, 20(2), 83-86, 1983.
89. Лобанов В. Ф.: Определение параметра ницирующей волны в ТГ 50/50, *Физика горения и взрыва*, 22(5), 104-111, 1986.

90. Михайлюк К. М., Трофимов В. С.: О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации, *Физика горения и взрыва*, 13(4), 606-613, 1977.
91. Орленко Л. И. (под редакцией): *Физика взрыва*, том 1., изд. 3., ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2002.
92. Орленко Л. И.: *Физика взрыва и удара*, ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2006.
93. Харитон Ю. Б.: *Вопросы теории взрывчатых веществ*, Изд. АН СССР, 1947.
94. Юхансон К., Персон П.: *Детонация взрывчатых веществ*, Издательство Мир, Москва, 1970.

СПИСАК СКРАЋЕНИЦА

Ћириличке скраћенице и ознаке:

БКВ ЈС	- Бекер-Кистјаковски-Вилсон једначина стања (<i>BKW</i>);
ДТ	- детонациони талас;
ЕМ	- експлозивна материја;
енг.	- на енглеском језику;
ЗНД	- Зељдович-фон Нојман-Деринг (хидродинамичка теорија детонације);
ЗХР	- зона хемијских реакција;
ЈВЛ ЈС	- Џоунс-Вилкинс-Ли једначина стања (<i>JWL</i>);
ЈС	- једначина стања;
ЈЦЗ ЈС	- Џејкобс-Копертвејт-Цвизлер једначина стања (<i>JCZ</i>);
ЛЈД ЈС	- Ленард-Џонс-Девоншајр једначина стања (<i>LJD</i>);
НГл	- нитроглицерин (глицерол тринитрат, тринитроглицерин, 1,2,3-тринитроксипропан);
НЦ	- нитроцелулоза (целулозни нитрат, тринитроцелулоза, 2,3-бис(нитроокси)пропил нитрат);
О	- октоген (1,3,5,7-тетранитро-2,4,6,8-тетраазациклооктан, <i>HMX</i>);
П	- пентрит (пентаеритритол тетранитрат);
ПД	- продукти детонације;
ПЕ-П	- ознака за пентритски пластични експлозив, хетерогене двојне смеше полимерног везива и пентрита; додатни број у ознаци означава масени удео ЕМ (нпр. ПЕ-П85 = 85% пентрита + 15% полимерног везива);
ПЕ-500	- полиетилен;
ПУ	- полиуретан (везиво);
рус.	- на руском језику;
САД	- Сједињене Америчке Државе;
СОРС	- Стандард одбране Републике Србије;
Т	- тротил (2,4,6-тринитротолуен);
ТАТБ	- триаминотринитробензен (1,3,5-триамино-2,4,6-тринитробензен, <i>TATB</i>);
Те	- тетрил (N,2,4,6-тетранитро-N-метиланилин);
ТП	- ознака хетерогене двојне смеше тротила и пентрита; додатни број у ознаци означава масени удео другонаведене компоненте у процентима (нпр. ТП60 = 40% тротила и 60% пентрита);
ТР	- талас разређења;
ТС	- талас сабијања;

TX	- ознака хетерогене двојне смеше тротила и хексогена; додатни број у ознаци означава масени удео другонаведене компоненте у процентима (нпр. TX75 = 25% тротила и 75% хексогена);
УТ	- ударни талас;
фран.	- на француском језику;
X	- хексоген (1,3,5-тринитро-2,4,6-триазациклохексан, <i>RDX</i>);
ХНС	- хексанитростилбен (2,2',4,4',6,6'-хексанитродифенилетилен, <i>HNS</i>);

Латиничке скраћенице и ознаке:

a_i	- коефицијенти у хемијској формули ЕМ, $atom \cdot mol^{-1}$;
A	- емпиријска константа;
AGD	- просечан пречник зрна (енг. <i>average grain diameter</i>);
b_{ij}	- количина i -тог хемијског елемента у 1 mol j -те компоненте;
B	- емпиријска константа;
C	- емпиријска константа;
CJ	- Чепман-Жуге (енг. <i>Chappman-Jouget</i>);
Δc_v	- промена изохорског топлотног капацитета;
Δc_p	- промена изобарског топлотног капацитета;
D	- брзина детонације;
F	- сила;
G	- Гибсова енергија;
ΔH	- промена енталпије;
ΔH_f°	- стандардна промена енталпије формирања;
$(\Delta H_f^\circ)_i$	- промена специфичне енталпије формирања i -тог продукта детонације;
HMX	- октоген (1,3,5,7-тетранитро-2,4,6,8-тетраазациклооктан, ћирилично О);
JCZ	- Џејкобс-Копертвејт-Цвизлер (ћирилично ЈЦЗ);
JWL	- Џоунс-Вилкинс-Ли (ћирилично ЈВЛ);
k	- емпиријска константа;
LJD	- Ленард-Џонс-Девоншајр (ћирилично ЛЈД);
m	- маса;
M_{SB}	- молекулска маса сферичног барута;
M_j	- молекулска маса j -те компоненте смеше ЕМ;
n_i	- количина i -тог продукта детонације, mol/kg ;
Q	- топлота експлозије;
Q_{i-j}	- топлотни ефекат преласка система из i -тог стања у j -то стање.

Q_v	- топлота експлозије (изобарски услови);
Q_v	- топлота експлозије (изохорски услови);
$Q_{v,f}^{\circ}$	- стандардна топлота формирања;
$Q_{v,f}^{Te}$	- топлота формирања на температури експлозије;
p	- притисак;
p_{CJ}	- притисак детонације (притисак у систему у <i>CJ</i> -стању);
P_j	- масени удео j -те компоненте у смеси ЕМ;
P_N	- масени удео азота у НЦ ;
R	- универзална гасна константа ($R = 8,314 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$);
RDX	- хексоген (1,3,5-тринитро-2,4,6-триазациклохексан, ћирилично Х);
S	- ентропија;
T	- апсолутна температура система,
T_{CJ}	- температура детонације (апсолутна температура система у <i>CJ</i> -стању), у K ;
TNT	- тротил (2,4,6-тринитротолуен, ћирилично Т);
u	- коефицијент уз кисеоник у еквивалентној формули ЕМ, у $\text{mol}\cdot\text{kg}^{-1}$;
U_{CJ}	- унутрашња енергија продуката детонације иза ЗХР,
U_0	- унутрашња енергија полазне материје,
ΔU	- промена унутрашње енергије система;
v	- специфична запремина система;
V	- запремина система;
VLW	- виријална Вуова једначина стања (ћирилично ВЛВ);
w	- масена брзина;
WCA	- Викс-Чендлер-Андерсон једначина стања (ћирилично ВЦА);
x	- коефицијент уз водоник у еквивалентној формули ЕМ, mol/kg ;
y	- коефицијент уз угљеник у еквивалентној формули ЕМ, mol/kg ;
y_i	- тренутна количина i -тог ПД;
z	- коефицијент уз азот у еквивалентној формули ЕМ, mol/kg ;

Грчке скраћенице и ознаке:

α	- константа у БКВ једначини стања;
β	- константа у БКВ једначини стања;
κ	- константа у БКВ једначини стања;
λ	- степен сабијања чврстог угљеника у односу на његову густину при стандардним условима ($\lambda = \rho/\rho_0$, $\rho_0 = 2250 \text{ kg/m}^3$);
μ_i	- хемијски потенцијал i -тог продукта детонације;

π_j	- j -ти Лагранжов мултипликатор;
ρ	- густина;
ρ_0	- почетна густина експлозивне материје;
ρ_{CJ}	- густина система у CJ-стању;
Θ	- константа у БКВ једначини стања.

СПИСАК СЛИКА

Слика 2.1.1. Шематски приказ ударне цеви.....	1
Слика 2.1.2. Шематски приказ стања у току процеса детонације	4
Слика 2.1.3. Игонијева адијабата за експлозивну материју и продукте детонације	6
Слика 2.2.1. Зависност промене брзине фронта ударног таласа од пређеног пута у TX50 [ФВ 2002]:	13
Слика 2.2.2. Шема простирања оносиметричног протицања иза фронта ударно-таласног иницијалног импулса [ФВ 2002].....	17
Слика 2.3.1. Шематски приказ структуре закривљеног детонационог таласа [ФВ]	21
Слика 2.4.1. Шематски приказ експлозивног пуњења (лево) и простирања ударног таласа и таласа разређења након детонације (десно)	29
Слика 2.4.2. Зависности притиска од растојања у тренутку максималног сабијања ПД (лево) и у тренутку поновног ширења ПД до r_{pr} (десно)	30
Слика 3.1.1. Изглед коришћених сферичних барута.....	35
Слика 3.1.2. Пресек (лево) и спољни изглед електричне детонаторске каписле ЕК-40-69:	36
Слика 3.1.3. Спољни изглед пластичног експлозива (лево) и шематски приказ појачника од ПЕ-П85 масе 8 g (десно)	37
Слика 3.2.1. Шематски приказ РЦК са n електроконтактних давача (горе) и изглед осцилоскопа <i>Tektronix MSO 2022B</i> (доле):	39
Слика 3.2.2. Шематски приказ димензија експлозивног пуњења (горе), изглед припремљеног експлозивног пуњења у папирној облози (доле лево) и облоге од ПВЦ са постављеним давачима (доле десно), коришћених у истраживањима развоја процеса детонације кроз експлозивно пуњење	40
Слика 3.3.1. Приказ експерименталне поставке одређивања критичног пречника пуњења клинастог облика:	44
Слика 3.3.2. Изглед клинастог пуњења са ДСБ-10 пре активирања (лево) и приказ одређивања критичног пречника на основу оштећења плоче (десно).....	45
Слика 3.3.3. Шематски приказ пуњења цилиндричног облика	47
Слика 3.3.4. Шематски приказ мерења брзине детонације помоћу уређаја са оптичким кабловима <i>Explotmet-FO</i> [Димитријевић, 2006]	48
Слика 3.5.1. Шематски приказ експлозивног пуњења за експериментално одређивање облика детонационог таласа	54
Слика 3.5.2. Изглед јонизационог давача и носача са давачима (лево) и шематски приказ положаја давача у носачу (десно).....	55
Слика 3.5.3. Изглед осцилограма за 10. узорак са сферичним барутом ДСБ-10	56

Слика 3.6.1. Шематски приказ пуњења (лево) и експерименталне поставке одређивања параметара ударног таласа у ваздуху (десно):	63
Слика 3.6.2. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за СБ-520	64
Слика 3.6.3. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за СБ-412	64
Слика 3.6.4. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-20	65
Слика 3.6.5. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-15	65
Слика 3.6.6. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ДСБ-10	66
Слика 3.6.7. Зависност натпритиска УТ у ваздуху од времена за ЈСБ.....	66
Слика 3.6.8. Снимци брзе камере, настали у временским интервалима од 0,1 μs након тренутка активирања пуњења са ЈСБ.....	67
Слика 4.4.1. Дијаграм одређивања параметара зависности брзине детонације од физичко-хемијског састава експлозивне материје.....	80
Слика 4.4.2. Дијаграм одређивања параметара зависности притиска детонације од физичко-хемијског састава експлозивне материје	80
Слика 5.1.1. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за СБ-520	84
Слика 5.1.2. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за СБ-412	85
Слика 5.1.3. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-20	86
Слика 5.1.4. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-15	87
Слика 5.1.5. Дијаграм зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања за ДСБ-10	88
Слика 5.2.1. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са СБ-520.....	91
Слика 5.2.2. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са СБ-412.....	92
Слика 5.2.3. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са ДСБ-20	93
Слика 5.2.4. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са ДСБ-15	94
Слика 5.2.5. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са ДСБ-10	95
Слика 5.2.6. Дијаграм зависности $D(\rho_0)$ код пуњења са ЈСБ.....	96
Слика 5.3.1. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са СБ-520.....	98
Слика 5.3.2. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са СБ-412.....	99
Слика 5.3.3. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-20	100
Слика 5.3.4. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-15	101
Слика 5.3.5. Дијаграм зависности брзине детонације од густине пуњења са ДСБ-10.....	102
Слика 5.4.1. Облик детонационог таласа у пуњењима са СБ-520 на одстојању од места иницирања: 90 mm (лево) и 175 mm (десно).....	105

Слика 5.4.2. Облик детонационог таласа у пуњењима са СБ-412 на одстојању од места иницирања: 90 <i>mm</i> (лево) и 175 <i>mm</i> (десно).....	106
Слика 5.4.3. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-20 на одстојању од места иницирања: 90 <i>mm</i> (лево) и 175 <i>mm</i> (десно).....	107
Слика 5.4.4. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-15 на одстојању од места иницирања: 90 <i>mm</i> (лево) и 175 <i>mm</i> (десно).....	108
Слика 5.4.5. Облик детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-10 на одстојању од места иницирања: 90 <i>mm</i> (лево) и 175 <i>mm</i> (десно).....	109

СПИСАК ТАБЕЛА

Табела 3.1.1. Масени удели компоненти коришћених сферичних барута.....	34
Табела 3.1.2. Молски удели компоненти коришћених сферичних барута	35
Табела 3.1.3. Основни подаци о коришћеним барутима	36
Табела 3.2.1. Подаци о пуњењима, коришћеним у експерименталном одређивању зависности брзине детонације од одстојања од места иницирања	38
Табела 3.2.2. Експериментални резултати простирања процеса детонације кроз експлозивно пуњење.....	41
Табела 3.2.2. Експериментални резултати простирања процеса детонације кроз	
Табела 3.3.1. Експериментално одређене вредности критичног пречника пуњења помоћу пуњења клинастог облика	46
Табела 3.3.2. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различног пречника.....	49
Табела 3.4.1. Експериментално добијене брзине детонације у пуњењима различите почетне густине.....	52
Табела 3.5.1. Особине пуњења, коришћених за експериментално одређивање облика детонационог таласа	53
Табела 3.5.2. Експериментално одређена времена наилаaska детонационог таласа до јонизационих давача на чеonoј страни пуњења	56
Табела 3.6.1. Подаци о пуњењима, коришћеним у експерименталном одређивању параметара ударног таласа у ваздуху	62
Табела 3.6.2. Експериментално одређени максимални притисак ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са сферичним барутима	68
Табела 3.6.3. Експериментално одређени специфични импулс ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са сферичним барутима	68
Табела 4.2.1. Физичко-хемијске особине компоненти разматраних сферичних барута	72
Табела 4.2.2. Параметри састава разматраних сферичних барута.....	74
Табела 4.3.1. Термохемијски подаци разматраних продуката детонације	77
Табела 4.3.2. Рачунски добијени продукти детонације разматраних сферичних барута	78
Табела 4.4.1. Изрази за прорачун параметара детонације разматраних сферичних барута	81
Табела 4.4.2. Рачунски добијени параметри детонације разматраних СБ	82
Табела 5.1.1. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут СБ-520	84
Табела 5.1.2. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут СБ-412	85
Табела 5.1.3. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-20	86

Табела 5.1.4. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-15	87
Табела 5.1.5. Експериментални резултати зависности брзине детонације од пређеног пута кроз експлозивно пуњење за барут ДСБ-10	88
Табела 5.1.6. Вредности граничне вредности брзине детонације и граничног одстојања од места иницирања, одређене на основу експерименталних резултата	89
Табела 5.1.7. Брзине детонације на одстојању 90 и 175 <i>mm</i> од места иницирања	89
Табела 5.2.1. Добијени параметри зависности брзине детонације од пречника пуњења са разматраним сферичним барутима	90
Табела 5.2.2. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са СБ-520	91
Табела 5.2.3. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са СБ-412	92
Табела 5.2.4. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-20	93
Табела 5.2.5. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-15	94
Табела 5.2.6. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ДСБ-10	95
Табела 5.2.7. Анализа резултата зависности брзине детонације од пречника пуњења са ЈСБ	96
Табела 5.3.1. Преглед резултата регресионе анализе експерименталних података зависности брзине детонације од густине пуњења са сферичним барутима.....	97
Табела 5.3.2. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са СБ-520 различитих почетних густина	98
Табела 5.3.3. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са СБ-412 различитих почетних густина	99
Табела 5.3.4. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-20 различитих почетних густина	100
Табела 5.3.5. Анализа одступањарачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-15 различитих почетних густина	101
Табела 5.3.6. Анализа одступања рачунских и експерименталних брзина детонације у пуњењима са ДСБ-10 различитих почетних густина	102
Табела 5.4.1. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са СБ-520.....	104
Табела 5.4.2. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са СБ-412.....	105
Табела 5.4.3. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-20.....	106
Табела 5.4.4. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-15	107

Табела 5.4.5. Одређивање полупречника закривљености детонационог таласа у пуњењима са ДСБ-10	108
Табела 5.5.1. Експериментално одређени максимални притисци ударног таласа у ваздуху, насталог услед експлозије пуњења са балиститима [Бајић, 2007]	110
Табела 5.5.2. Нумерички одређене вредности еквивалента тротила за разматране двобазне и сферичне баруте.....	111
Табела 5.5.3. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених еквивалената тротила разматраних двобазних и сферичних барута	112
Табела 5.5.4. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности максималног натпритиска УТ за разматране баруте	112
Табела 5.5.5. Упоредни приказ експерименталних и рачунски одређених вредности специфичног импулса УТ за разматране баруте	114
Табела 5.6.1. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са СБ-520	117
Табела 5.6.2. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са СБ-412	117
Табела 5.6.3. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-20.....	118
Табела 5.6.4. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-15.....	119
Табела 5.6.5. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ДСБ-10.....	119
Табела 5.6.6. Анализа рачунски добијених брзина детонације пуњења са ЈСБ	120

САДРЖАЈ

1. УВОД.....	1
1.1. Проблем истраживања	2
1.2. Предмет истраживања.....	3
1.3. Основне хипотезе и циљ истраживања	3
1.4. Начини и методе истраживања	4
2. ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА ПРОЦЕСА ДЕТОНАЦИЈЕ ЕКСПЛОЗИВНИХ ПУЊЕЊА.....	8
2.1. Основи теорије детонације	8
2.1.1. Хидродинамичка теорија детонационог таласа.....	8
2.1.2. Термодинамика и термохемија детонације експлозивних материја	15
2.1.3. Особине параметара детонације	16
2.2. Теоријске основе процеса иницијације експлозивних пуњења	19
2.2.1. Механизам иницирања процеса детонације.....	20
2.2.2. Утицајни параметри осетљивости на експлозивни иницијални импулс	22
2.3. Утицајни фактори на параметре детонације.....	25
2.3.1. Неидеални режими експлозије.....	26
2.3.2. Утицај закривљености детонационог таласа	27
2.3.2. Утицај физичко-хемијског састава експлозивног пуњења.....	29
2.3.4. Утицај пречника експлозивног пуњења	30
2.4. Теоријске основе дејства експлозије	34
2.4.1. Облици дејства експлозије	35
2.4.2. Стварање ударних таласа и рушеће дејство у ваздуху	35
3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА.....	41
3.1. Особине коришћених експлозивних материја.....	41
3.2. Одређивање брзине детонације на различитим одстојањима од места иницирања ..	45
3.3. Одређивање брзине детонације у пуњењима различитих пречника	50
3.3.1. Одређивање критичних димензија пуњења клинастог облика	51
3.3.2. Мерење брзине детонације у цилиндричним пуњењима различитог пречника ..	53
3.4. Одређивање брзине детонације у цилиндричним пуњењима различитих почетних густина.....	58
3.5. Одређивање облика детонационог таласа у пуњењима са сферичним барутима	60
3.6. Одређивање параметара ударног таласа у ваздуху, насталог експлозијом пуњења са сферичним барутима	69
4. ПРОРАЧУН ПАРАМЕТАРА ДЕТОНАЦИЈЕ	76

4.1. Методе прорачуна параметара детонације	75
4.2. Одређивање параметара физичко-хемијског састава сферичних барута.....	76
4.3. Одређивање састава продуката детонације	80
4.4. Полуемпиријска метода прорачуна брзине и притиска детонације	84
5. АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА ИСТРАЖИВАЊА.....	89
5.1. Зависност брзине детонације од одстојања од места иницирања.....	89
5.2. Зависност брзине детонације од пречника пуњења	96
5.3. Зависност брзине детонације од почетне густине пуњења	103
5.4. Закривљеност детонационог таласа у пуњењима од сферичних барута.....	109
5.5. Зависност параметара ударног таласа од врсте пуњења	116
5.6. Анализа експерименталних и рачунских брзина детонације пуњења са сферичним барутима	122
6. ЗАКЉУЧЦИ	128
ЛИТЕРАТУРА	133
СПИСАК СКРАЋЕНИЦА	139
СПИСАК СЛИКА.....	143
СПИСАК ТАБЕЛА.....	146